

539.126

РОСТ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ С УВЕЛИЧЕНИЕМ ЭНЕРГИИ

Е. М. Левин, М. Г. Рыскин

(Ленинградский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова АН СССР)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	177
1.1. Рост сечения — рост радиуса. 1.2. Механизм увеличения радиуса взаимодействия. 1.3. Партонный каскад. 1.4. Экранирование. 1.5. Рост поперечного импульса. 1.6. Две диффузии. 1.7. Теоретические проблемы.	
2. Описание экспериментальных данных	189
2.1. Полные сечения. 2.2. Наклон дифракционного конуса. 2.3. Вещественная часть амплитуды рассеяния. 2.4. Амплитуда в представлении прицельных параметров.	
3. Модели для описания сечений	195
4. Причины роста σ_t в моделях	197
5. Взаимодействие быстрых адронов в теории возмущений КХД	201
5.1. Уравнение для сечения. 5.2. Партонная волновая функция быстрого адрона. 5.3. Скорость роста радиуса взаимодействия.	
6. Множественное образование вторичных адронов	206
6.1. Инклюзивные спектры. 6.2. Дифракционная диссоциация.	
7. Заключение	211
Список литературы	211

1. Введение. В настоящий момент в строй вступают ускорители нового поколения, позволяющие изучать взаимодействия элементарных частиц при энергиях, которые ранее считались фантастическими. Первый из этих ускорителей — протон-антипротонный коллайдер в ЦЕРНе ($S\bar{p}\bar{p}S$) — уже работает и перекрывает диапазон энергий от 200 до 900 ГэВ в системе центра масс. Второй коллайдер во ФНАЛ имеет вдвое большую энергию — $s^{1/2} = 1,8$ ТэВ (900×900 ГэВ). В Советском Союзе строится ускорительно-накопительный комплекс (УНК) на 6 ТэВ, а в США проектируется сверхпроводящий суперколлайдер (SSC) на 40 ТэВ. Готовясь к эксплуатации этих ускорителей, имеет смысл подвести итоги и попытаться сформулировать наши современные представления о такой старой и традиционной проблеме физики высоких энергий, как полные сечения σ_t адрон-адронных взаимодействий: величина σ_t , зависимость от энергии и главное — характер типичных, не редких процессов, ответственных за взаимодействие. Именно в этом и состоит цель данного обзора.

Соответственно обсуждаться здесь будут лишь основные неупругие и в меньшей степени — дифракционные процессы, обладающие относительно большими сечениями. Редкие события рождения промежуточных бозонов (W , Z), новых тяжелых частиц или струй с большими поперечными импульсами q_t , уносящих заметную долю энергий начальных адронов x (например, для коллайдера $S\bar{p}\bar{p}S$ при $s^{1/2} = 500$ ГэВ, струй с $q_t > 30$ ГэВ), мы рассматривать в обзоре не будем, так же как и упругие сечения в области больших $|t| > 1-2$ ГэВ², где величина $d\sigma/dt$ уже падает в 10^4-10^6 раз. Исключение составят лишь события с не очень большими $q_t \sim q_0$ порядка нескольких ГэВ,

которые дают заметный вклад в полные сечения. Причем величина q_0 не является постоянной, она растет с увеличением энергии и для коллайдера SSC при $s^{1/2} = 40$ ТэВ может достигать 7–8 ГэВ.

Вернемся к полным сечениям. Уже третий десяток лет взаимодействия адронов высоких энергий представляют собой вотчину реджеонной феноменологии [1]. Основанный на теории комплексных угловых моментов, такой подход наиболее последовательным образом включает в себя ограничения, связанные с условиями унитарности и кроссинг-симметрией, и дает возможность с единых позиций описать полные, упругие и неупругие сечения (т. е. сечения процессов множественного рождения).

До начала 70-х годов в реджеонной феноменологии безраздельно господствовал режим слабой связи [2]. Это наиболее простой случай в теории комплексных моментов j , когда при асимптотических высоких энергиях $s \rightarrow \infty$ амплитуда рассеяния A определяется простым полюсом в j -плоскости — полюсом Померанчука, помероном. В j -представлении амплитуда обмена помероном $A_P(j, t) = r(t)/(j - \alpha(t))$, а в обычном s , t -представлении

$$A_P(j, t) = r(t) [(-s)^{\alpha(t)} + s^{\alpha(t)}]^{-1} (\sin \pi \alpha(t))^{-1}.$$

Причем при рассеянии на нулевой угол, когда квадрат переданного по померону 4-импульса — $q^2 = t = 0$, траектория померона (т. е. положение полюса) $\alpha(t)$ проходит через единицу ($\alpha(0) = 1$), а сечение обмена помероном $\sigma_t = \text{Im } A(s, 0)/s \propto s^{\alpha(0)-1}$ не зависит от энергии. Поскольку, помимо импульса q , никаких квантовых чисел полюсом Померанчука не передается, его называют еще вакуумным полюсом. Поправки к полюсной амплитуде в случае слабой связи логарифмически малы; $\sigma(s) = \sigma(\infty)(1 - O(1/\ln s))$, и формально можно сказать, что при высоких энергиях вакуумный полюс представляет собой экспериментально наблюдаемый объект. Но чтобы поправки к однополюсному обмену оставались малыми, необходимо наложить ряд условий на вершины, описывающие взаимодействия померонов. Главное из них — трехпомеронная вершина G_{3P} должна стремиться к нулю, если переданные по вакуумным полюсам импульсы $t \rightarrow 0$. Другими словами, слабая связь действительно остается слабой, только если $G_{3P}(0) = 0$ [3]. Экспериментально величину G_{3P} измеряют по сечению дифракционной диссоциации одного из сталкивающихся адронов $p + p \rightarrow p + X$ в так называемой трехреджеонной области $s \gg M_X^2 \gg m_N^2$. Отсутствие зануления вершины G_{3P} на опыте [4, 5] *) было первой «тучкой» на горизонте реджеонной феноменологии в пределе слабой связи, и какое-то время на это просто закрывали глаза [6], тем более что по абсолютной величине вершина $G_{3P}(0) = r$ оказалась численно малой. В остальном картина оставалась крайне привлекательной. Простая полюсная асимптотика плюс наглядная мультипериферическая модель для описания померона в виде суммы лестничных диаграмм, построенных из обычных пионов [7 — 10] (в более сложных случаях в обмене участвуют еще и ρ -, ω -, A_2 -, ... мезоны) [11], сделали эту картину настолько удобной и привычной, что часто ее полностью отождествляли с реджистикой и теорией комплексных моментов.

Несмотря на то, что сейчас ситуация заметно усложнилась и значительный рост сечений при энергиях коллайдеров удастся описать только в режиме сильной связи [12] (когда ведущей сингулярностью j -плоскости, определяющей поведение амплитуд рассеяния адронов высоких энергий, является уже не просто полюс, а разрез), накопленный в теории комплексных угловых моментов багаж по-прежнему широко используется и является основой и фундаментом подавляющего большинства моделей. Хотя основные результаты реджистики для простоты, как правило, демонстрируют на примере лестничной модели померона, все они имеют гораздо более общий характер

*) И отсутствие теоретических идей о том, какой механизм мог бы обеспечить зануление G_{3P} с микроскопической точки зрения.

и выводятся почти на аксиоматическом уровне исходя из предположений об аналитичности, причинности и минимального убывания амплитуд с ростом виртуальных масс взаимодействующих частиц [13–16].

В первой главе обзора мы коротко обсудим современную экспериментальную ситуацию и покажем, что в области энергий коллайдеров амплитуда рассеяния существенно меняется. Если говорить на языке плоскости прицельных параметров, т. е. выполнять фурье-преобразование по переданному импульсу q

$$f(s, b) = \frac{1}{8\pi^2} \int (A(s, q^2) e^{iqb} \frac{d^2q}{s}$$

и воспринимать амплитуду $f(s, b)$ как распределение плотности вещества в быстром адроне *), то, как видно из данных, с ростом энергии $f(s, b)$ увеличивается, а форма распределения постепенно изменяется от функции Гаусса $f \propto \exp(-b^2/2B)$, к тета-функции $f \rightarrow i\theta(R(s) - b)$. Причем значение $f(s, 0)$ стремится к своему унитарному пределу. Это явление получило название BEL-эффекта [18]: протон становится чернее (Black), больше (Large), т.е. его радиус $R(s)$ растет, и приобретает резкий край (Edge). На протяжении этого обзора мы постараемся понять физическую природу BEL-эффекта. Слово «понять» в данном контексте означает: осознать, как такое асимптотическое поведение адрон-адронных сечений возникает из лагранжиана квантовой хромодинамики (КХД), которая сейчас считается общепринятой микроскопической теорией сильных взаимодействий. Несмотря на то, что проблема невыедания кварков в КХД еще не решена окончательно и «таинственный» механизм конфайнмента заставляет нас использовать квантовую хромодинамику лишь в крайне ограниченном виде теории возмущений КХД (кстати, многочисленные экспериментальные подтверждения тоже относятся в основном именно к теории возмущений КХД), поставленная задача сейчас не представляется «безумной», даже если речь идет о больших сечениях и так называемых мягких процессах. Дело в том, что с увеличением энергии характерные поперечные импульсы в процессах множественной генерации вторичных адронов (а они составляют основную часть полного и практически все неупругое сечение σ_{in}) растут. По данным UA1 эксперимента на SppS-коллайдере при энергии $s^{1/2} = 900$ ГэВ более чем в четверти событий встречаются струи адронов**) (группа частиц, сконцентрированных в небольшом интервале телесного угла) с суммарным поперечным импульсом p_\perp более 5 ГэВ [19, 20]. Такие события обычно относят к категории «больших p_\perp ». Для них существенны малые расстояния, где константа связи КХД $\alpha_s \ll 1$, что позволяет использовать для описания методы теории возмущений КХД. В разделе 6 мы обсудим одну из крайних позиций, согласно которой основным источником множественной генерации адронов являются реакции испускания мини-струй с поперечными импульсами $q_\perp \sim q_0$. Причем величина $q_0 \propto \exp(1,26 \ln^{1/2}s)$ быстро растет с энергией. В этом подходе оказывается, что источником обычных, не редких событий, которые до сих пор считались мягкими, становятся полужесткие процессы с $q_\perp \sim q_0$, где существенны малые расстояния. Таким образом, в рамках нашей микроскопической теории — теории возмущений КХД — удастся понять природу

*) В работе Чоу — Янга [17] в свое время предлагалась модель, где амплитуда рассеяния двух частиц a и b пропорциональна произведению их формфакторов: $A(s, t) = i c s G_a(t) G_b(t)$ ($c = \text{const}$). Соответственно функция $f(s, b)$ представляет собой свертку от распределений плотности $\rho(b)$:

$$f(s, b) \propto \int \rho_a(b') \rho_b(b - b') d^2b'.$$

**) В литературе можно встретить утверждение, что данные группы UA1 могут быть описаны и без введения струй, как флуктуации в мягких процессах. Авторы эксперимента UA1 с этим не согласны. По их оценкам лишь 18 % министруй с $p_\perp > 5$ ГэВ могут объясняться флуктуациями в мягких процессах (подробнее см. в разделе 6.1).

неупругого сечения σ_{in} , а отсюда с помощью оптической теоремы (используя хорошо разработанный аппарат теории комплексных угловых моментов) — и поведение полных и дифракционных сечений.

1.1. Рост сечения — рост радиуса. Для начала на самом качественном уровне обсудим основные черты механизма соударения быстрых частиц, которые приводят к росту полного сечения взаимодействия с увеличением начальной энергии.

В низшем порядке теории возмущений по константе связи g , т. е. в борновском приближении рис. 1, а, амплитуда взаимодействия определяется обменом частицей с импульсом $q =$

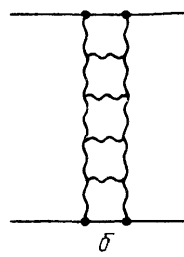
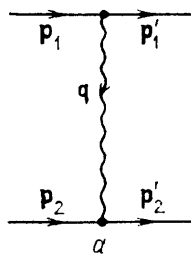


Рис. 1

$$= p_1 - p_1';$$

$$M = g^2 \frac{D}{q^2 - m^2}.$$

При высоких энергиях главный вклад в спиновую часть пропагатора D дают продольные поляризации, направленные по импульсам p_1 и p_2 , и если спин обмениваемой частицы равен σ , то амплитуда $M \propto g^2 (p_1 p_2)^\sigma$. Другими словами: обмен частицей со спином 0 дает $M \propto g^2$, обмен спином, рав-

ным 1, — $M \propto g^2 s$ (где $s = (p_1 + p_2)^2$), т. е. сечение $\sigma \propto M^2/s^2 \sim \text{const}$ и т. д. К счастью, точечных частиц со спином больше 1 (если забыть о гравитации) у нас нет, иначе теория была бы неперенормируема. А в случае обмена связанным состоянием (рис. 1, б) эффективный спин этого состояния —

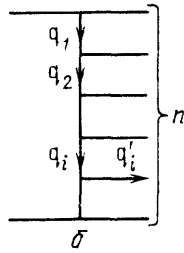
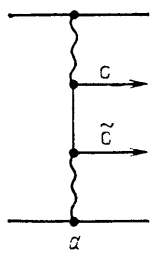


Рис. 2

траектории Редже $\alpha(q^2)$ — зависит от переданного импульса q . Для всех траекторий, которые проходят через наблюдаемые на опыте адроны, интерсепт $\alpha(0) < 1$, а соответствующие сечения $\sigma_t \propto s^{\alpha(0)-1}$ падают с s . Рост сечения осуществляется за счет того, что с увеличением энергии открываются все новые каналы неупругого взаимодействия — такие, как образование пары новых тяжелых частиц ($N\bar{N}$ или пары тяжелых c - и b -кварков; рис. 2, а), процессы рож-

дения большого числа новых адронов ($M_{2 \rightarrow n}$; рис. 2, б), образование струй адронов с большими поперечными импульсами и т. п. Однако надо помнить, что на рост сечения сильные ограничения налагает условие унитарности — вероятность взаимодействия в данной точке пространства прицельных параметров b_i не может превышать 1 *). Поэтому рано или поздно увеличение сечения при фиксированном значении b_i должно прекратиться (начальный поток поглощается полностью: $\text{Im} f(b, s) = 1$) и дальнейший рост σ_t обусловлен лишь увеличением радиуса взаимодействия, т. е. области, где амплитуда $f(b, s)$ заметно отличается от нуля.

*) При высоких энергиях каждое значение b_i отвечает своей парциальной волне $l \approx b_i s^{1/2}/2$ и условие унитарности вида

$$2 \text{Im} f(b, s) = |f(b, s)|^2 + G_{in}(b, s)$$

для амплитуд

$$f(b, s) = \int M(g_t s) e^{i q b} d^2 q_t (8\pi^2 s)^{-1}$$

эквивалентно обычному условию унитарности для волны с заданным моментом орбитального движения l .

1.2. Механизм увеличения радиуса взаимодействия. По сути дела, нам известен только один механизм увеличения радиуса взаимодействия, который в той или иной форме эксплуатируется в самых разнообразных моделях. Этот механизм представляет собой диффузию в пространстве прицельных параметров b_t [8, 21], возникающую в диаграммах вида рис. 2, б при последовательном испускании все более медленных промежуточных частиц (партонов). Действительно, в каждой ячейке гребенки рис. 2, б, т. е. при каждом испускании, партон смещается в b_t -пространстве на расстояние $\Delta b_t \sim 1/q_{ti}$, и в результате после n -шагов его среднее удаление от центра начального адрона составляет $(R^2)^{1/2} \approx [n(\Delta b_t)^2]^{1/2} \approx n^{1/2}/\langle q_t \rangle$ (в идеальном случае, когда все смещения направлены в одну сторону, можно достичь $R \sim n\Delta b_t \approx n/\langle q_t \rangle$). Характерное число промежуточных взаимодействий n логарифмически растет с ростом начальной энергии, поскольку в каждой отдельной ячейке гребенки рис. 2, б импульсы $q_{i\parallel}$ уменьшаются в несколько (конечное число) раз; $q_{i\parallel}/q_{i+1\parallel} = 1/x$, и $n = \ln(E_{in}/q_t)/\ln(1/x) = a \ln s$. Таким образом, радиус взаимодействия при обмене отдельным реджеоном принимает вид

$$R^2 = n(\Delta b_t)^2 = \frac{a}{\langle q_t^2 \rangle} \ln s = R_0^2 + \alpha' \ln s.$$

1.3. Партоновый каскад. Обычно диаграммы типа рис. 1, б и 2, б воспринимают как отдельную лестницу (гребенку), в которой на каждом уровне быстрой находится только один медленный партон. Это неверно. Каждой лестнице отвечает вклад широко разветвленного партонового каскада рис. 3, содержащего большое число медленных партонов. Именно увеличение числа медленных партонов $N \propto s^{g^2 K}$ и приводит к росту сечения $\sigma_t = N\sigma_0 \propto \sigma_0 s^{g^2 K}$. В графиках же на рис. 1, б и 2, б для простоты выделяют лишь одну ветвь каскада рис. 3 (обозначена жирной линией) — как раз ту, которая приводит к образованию партона, непосредственно сталкивающегося с мишенью. Поясним эти слова с помощью формул (подробнее см. [22]). Сечение процесса рождения n -частиц рис. 2, б пропорционально квадрату матричного элемента

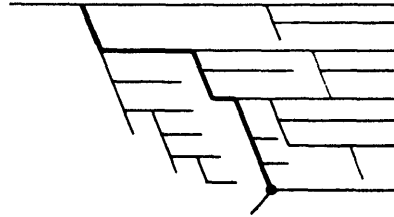


Рис. 3

$$|M|^2 = s^{2\sigma-2} \prod_{i=2}^{n+1} (g^2 K(q_i, q_{i-1})),$$

умноженному на фазовый объем вторичных частиц

$$\sigma_n = s^{2\sigma-2} \int \prod_i g^2 K(q_i, q_{i-1}) \frac{d^3 q'_i}{E'_i}.$$

При малой константе взаимодействия g^2 отношение продольных импульсов $q_i/q_{i-1} \ll 1$ и ядро излучения K зависит только от поперечных компонент q_{it} . Если зафиксировать характерные поперечные импульсы q_{it} , то сечение

$$\sigma_n = s^{2\sigma-2} \int \prod_i g^2 K \frac{dq'_{i\parallel}}{E'_i} = s^{2\sigma-2} (g^2 K \ln s)^n \frac{1}{n!}$$

содержит логарифмические интегрирования по энергии вторичных частиц $dq'_{i\parallel}/E'_i \approx \ln s$ и полное сечение

$$\sigma_t = \sum_n \sigma_n \propto s^{2\sigma-2} \sum_n (g^2 K \ln s)^n \frac{1}{n!} = s^{g^2 K + 2\sigma - 2}. \quad (1)$$

Если в обмене участвуют частицы со спином $\sigma = 1$, например глюоны, то уже при малой константе $g^2 \ll 1$ полное сечение $\sigma_t = \sigma_0 (s/\langle q_t^2 \rangle)^{g^2 K}$ будет расти с энергией. Рост сечения непосредственно связан с увеличением числа медленных партонов. По мере увеличения начальной энергии s любой партон может с вероятностью $dw \propto g^2 K ds$ испускать новую частицу, и общая множественность N меняется по закону $dN = N g^2 K ds/s$, т. е.

$$N = N_0 \exp(g^2 K \ln s) = N_0 s^{g^2 K}.$$

Вследствие диффузии в пространстве b_t распределение медленных партонов в плоскости прицельных параметров описывается выражением

$$\begin{aligned} \frac{dN(b_t, \ln s)}{d^2 b_t} &= \frac{N}{\pi B} \exp\left(-\frac{b_t^2}{B}\right) = \\ &= N_0 \left(\frac{s}{\langle q_t^2 \rangle}\right)^{g^2 K} \frac{\exp\{-b_t^2 [g^2 K \ln(s/\langle q_t^2 \rangle)] \langle q_t^2 \rangle\}}{\pi g^2 K (\ln s/\langle q_t^2 \rangle) \langle q_t^2 \rangle}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $B = \bar{n}/\langle q_t^2 \rangle$, а среднее число промежуточных взаимодействий, как видно из формул (см. (1)), $\bar{n} = g^2 K \ln(s/\langle q_t^2 \rangle)$.

Подчеркнем различие между буквами N и n . Вероятность взаимодействия $\sigma = \sigma_0 N \propto s^{g^2 K}$ пропорциональна полному числу медленных партонов N в разветвленном каскаде рис. 3. Но после соударения побочные ветви каскада (тонкие линии на рис. 3), когерентность которых не нарушена, собираются обратно (в диаграммы типа собственной энергии или перенормировки массы лестничных партонов и начального адрона), излучаются только частицы из цепочки, непосредственно столкнувшейся с мишенью (жирная линия на рис. 3). Число этих частиц — n , равное числу промежуточных взаимодействий в отдельной лестнице, и определяет множественность вторичных адронов. Среднее значение \bar{n} удобно вычислять, взяв производную от логарифма сечения по логарифму константы g^2 :

$$\bar{n} = \frac{d \ln \sigma}{d \ln g^2} = \sigma_0 \sum_n C_n n (g^2 K \ln s)^n \left[\sigma_0 \sum_n C_n (g^2 K \ln s)^n \right]^{-1}.$$

В нашем случае, когда коэффициенты $C_n = 1/n!$, множественность $n = g^2 K \ln s$.

1.4. Экранирование. Рассматривая систему большого числа медленных партонов как ядро, состоящее из многих нуклонов, можно сказать, что формулы (1), (2) представляют собой как бы импульсное приближение для взаимодействия быстрых частиц. Они справедливы, лишь когда затравочное сечение рассеяния $\sigma_0 \propto g^2$ настолько мало, что амплитуда рассеяния в представлении прицельных параметров

$$f(b_t, s) \propto \sigma_0 N(b_t, s) \propto \sigma_0 s^{g^2 K} e^{-b_t^2/B} \ll 1 \quad (3)$$

в любой точке b_t .

Так как с увеличением энергии сечение импульсного приближения (1) неограниченно растет, партоны начинают экранировать друг друга. В результате амплитуда $|f(b, s)| \leq 1$. С точки зрения выражения (3) это означает, что формула (3) остается применимой только на больших расстояниях:

$$b_t^2 \geq B g^2 K \ln s \sim (g^2 K \ln s)^2 \langle q_t^2 \rangle^{-1} = R^2 = (a \ln s)^2, \quad (4)$$

а внутри круга $b_t < R$ вероятность взаимодействия $\text{Im } f(b, s) \rightarrow 1$ ограничена условием унитарности (падающий пучок поглощается полностью).

Совместное действие диффузии в пространстве b_t и экранирования (s -канальной унитарности) приводит к тому, что эффективный радиус взаимодействия (при растущем сечении (1)) становится пропорциональным логариф-

му энергии $R \sim \langle q_t \rangle^{-1} g^2 K$ п s , как было в случае, когда на каждом шаге диффузии партон сдвигался все время в одну сторону. Это действительно так. Выходя на край диска $b_t \approx R$, мы из большого числа возможностей $N \propto \propto s^{0.2K}$ выбираем ту ветвь каскада, где частицы смещаются в одном направлении. Например, при излучении очередного глюона (т. е. «распаде» одного партона на два) выбираем из двух новых более медленных партонів тот, который смещается вправо (партон, сместившийся влево, поглощается внутри черного диска, где $\text{Im} f \rightarrow 1$). Подчеркнем, что логарифмический рост радиуса взаимодействия $R \propto \ln s$ возникает за счет внешних ветвей партонного каскада, т. е. частиц, все время (при любой быстроте y) находящихся на краю диска, заполненного медленными (в своем интервале быстрой) партонами. Плотность частиц в этой внешней области невелика ($|f(b, s)| < 1$) и эффекты экранирования качественно не меняют описанную выше картину. Экранировка и перерасcеяния партонів могут лишь несколько уменьшить численный коэффициент $a \sim g^2/\langle q_t \rangle$, другими словами, скорость роста радиуса $R = a \ln s$).

При асимптотически высоких энергиях амплитуда $f(b, s)$ приобретает вид θ -функции со сглаженным краем (обозначим ее $\tilde{\theta}$) $\text{Im} f(b, s) \approx 1$ при $b < R(s)$ и $|f| \ll 1$ при $b > R(s)$. Именно такие тенденции в поведении амплитуды упругого рассеяния протонов высоких энергий отмечаются на опыте. Они получили название ВЕЛ-эффекта [18]: протон становится чернее ($\text{Im} f(0, s) \rightarrow 1$), его край становится резче ($f(b, s) \rightarrow i\theta(R - b)$), а радиус больше ($dR/d \ln s = a > 0$).

Представленная здесь картина роста сечений носит чрезвычайно общий характер, и если 25 лет назад, когда в качестве примера реджеона приводили лестницу рис. 1, b из скалярных частиц ($\lambda\phi^3$ -теория), можно было сомневаться в работоспособности теории возмущений при больших константах связи $\lambda/m \sim 1$, необходимых для обеспечения не падающих с энергией сечений, то теперь, имея в квантовой хромодинамике глюоны со спином единица, легко получить растущее сечение уже в области малых констант $\alpha_s \ll 1$, где хорошо работают методы главного логарифмического приближения теории возмущений КХД.

Поведение полных сечений вида $\sigma_t \rightarrow 2\pi a^2 \ln^2 s$ часто называют фруассаровским или максимально быстрым ростом сечения, поскольку, как следует из работы Фруассара [23], сечение не может расти быстрее квадрата логарифма энергии. Такое поведение представляет собой один из крайних случаев режима сильной связи [12] $\sigma_t \propto (\ln s)^\beta$, $R \propto (\ln s)^\eta$, $\beta \leq 2\eta \leq 2$, когда индексы $2\eta = \beta = 2$. Теоретически нельзя исключить и такого режима ($\beta < 2\eta < 2$), когда из-за многочисленных экранировок и перерасcеяний партонів прозрачность быстрого адрона в центре диска растет (т. е. $f(b_t, s) \rightarrow 0$ при $s \rightarrow \infty$ и $b_t < R(s)$) и сечение увеличивается медленнее, чем $\ln^2 s$. Примером подобной ситуации может служить модель так называемого критического померона [24–27]. Но ни одной удовлетворительной микроскопической конструкции, приводящей к $0 < \beta < 2$, в настоящее время не известно, а поскольку нас интересует не столько способ описания данных по полным сечениям адронов, сколько по возможности реальный динамический механизм роста сечения и радиуса взаимодействия, рассматривать подобного рода режимы сильной связи с асимптотически прозрачным быстрым адроном ($\beta < 2\eta < 2$) мы в дальнейшем не будем.

Для полноты изложения напомним, что Фруассар получил свое ограничение более простым путем [23]. Пусть затравочная амплитуда рассеяния растет не быстрее квадрата энергии ($f_0 \leq Cs$). С другой стороны, на очень больших расстояниях b_t амплитуда убывает как $\exp(-2m_\pi b_t)$. Скорость

*) Описанную выше картину взаимодействия и механизм действия экранировок хорошо воспроизводит уравнение (24), подробно рассмотренное в разделе 5.

падения ($2m_\pi$) определяется положением ближайшей особенности по квадрату переданного импульса $t = t_0 = 4m_\pi^2$. Тогда на расстояниях

$$b_t > R = \frac{1}{2m_\pi} \ln s$$

амплитуда $f(b_t, s)$ будет достаточно мала (< 1). При меньших b_t величина $f(b_t, s)$ ограничена. В результате полное сечение

$$\sigma_t = 2 \int \text{Im } f(b_t, s) d^2 b_t \leq 2\pi R^2 \propto \ln^2 s.$$

Такой способ роста радиуса взаимодействия — очень большая затравочная амплитуда $f_0 \propto s$, которая падает до допустимых унитарностью значений $f \sim 1$ лишь на расстояниях

$$R \sim \frac{1}{2m_\pi} \ln s,$$

весьма удобен, если нас волнует только проведение кривых через экспериментальные точки, но совершенно неприемлем для построения микроскопической динамической модели. В КХД нет точечных частиц со спином больше единицы, а если такие частицы ввести в теорию, то она будет неперенормируемой, и (пока) неизвестно, как с ней работать.

1.5. Рост поперечного импульса. Вернемся к квантовой хромодинамике и обсудим распределения по поперечным импульсам глюонов в графиках рис. 1, б и 2, б. Поскольку константа связи α_s в КХД безразмерна, все интегрирования, кроме одного, по импульсам вновь рожденных частиц носят логарифмический характер $(\int dq_{ti})^2 / (q_{ti}^2 + q_{t,i+1}^2)$. Общая размерность сечения $\sigma \propto 1/q_t^2$ такова, что знаменатель содержит одно лишнее q_t^2 и все интегрирования по поперечным импульсам сходятся. В промежуточных звеньях гребенки существенные значения g_i определяются поперечными импульсами соседних ячеек $q_{t,i} \sim q_{t,i\pm 1}$. Причем ввиду симметрии относительно перестановки концов диаграммы (замены верх \leftrightarrow низ) вероятности излучения очередного глюона с $q_{t,i+1}/q_{t,i} = z > 1$ и $q_{t,i}/q_{t,i+1} = 1/z > 1$ одинаковы. Другими словами, на каждом шаге логарифм поперечного импульса ($\ln q_{ti}$) с равной вероятностью может измениться на величину порядка единицы в ту или другую сторону ($\Delta \ln q_{ti} \approx \pm 1$). И по мере увеличения числа ячеек гребенки (т. е. общей множественности в КХД возникает новое явление — диффузия в пространстве $\ln q_t$, впервые описанная в работе [28]. В результате этой диффузии среднее значение $\langle \ln q_t \rangle \propto n^{1/2}$ растет с увеличением числа звеньев гребенки ($\ln^2 q_t \propto n$), а так как общая множественность медленных глюонов в каскаде увеличивается с энергией степенным образом ($N \propto s^{q^2 K}$), то (так же, как и в случае диффузии в пространстве прицельных параметров) с вероятностью порядка 1 в каскаде найдется *) глюон с поперечным импульсом q_{ti} , достигающим значения q_0 , логарифм которого растет пропорционально числу шагов диффузии n ; $\ln q_0 \propto n \propto \alpha_s K \ln s$.

В дальнейшем нам встретится такая величина, как средний квадрат импульса глюона $\langle q_{ti}^2 \rangle$. При диффузионном распределении вида $(\pi n)^{1/2} e^{-2(\ln q_t/n)} d \ln q_t$ среднее значение

$$\langle q_t^2 \rangle = \int \Lambda^2 e^{2 \ln(q_t/\Lambda)} e^{-\ln^2 q_t/n} \frac{d \ln q_t}{1/\pi n} = \Lambda^2 e^n.$$

*) Точнее будет сказать: точечный партон мишени (пробная частица) взаимодействует с глюоном...

Таким образом, введенный выше импульс q_0 имеет смысл среднеквадратичного значения $\langle q_t^2 \rangle^{1/2} (\ln(q_0^2/\Lambda^2) = \ln \langle q_t^2/\Lambda^2 \rangle = n \propto \alpha_s K \ln s)$. Если еще учесть зависимость константы связи α_s (определяющей число шагов диффузии $n \propto \alpha_s y$ на интервале быстрот y) от поперечного импульса

$$\alpha_s(q^2) = \frac{4\pi}{b \ln(q^2/\Lambda^2)},$$

то мы получим следующий закон увеличения характерного импульса q_0 с ростом быстроты $y = \ln s$:

$$\ln \langle q_t^2 \rangle \propto \alpha_s(q_t^2) y \propto \frac{y}{\ln \langle y_t^2 \rangle},$$

т. е.

$$\ln \langle q_t^2 \rangle \propto y^{1/2}.$$

1.6. Две диффузии. Таким образом, в процессе развития кварк-глюонного каскада рис. 3 в КХД возникают сразу две диффузии — в пространстве прицельных параметров b_t и в пространстве $\ln q_t$. Было бы неправильным утверждать, что эти две диффузии протекают одновременно. Если отобрать ветвь каскада, вдоль которой $\ln q_t$ увеличивается, то смещения

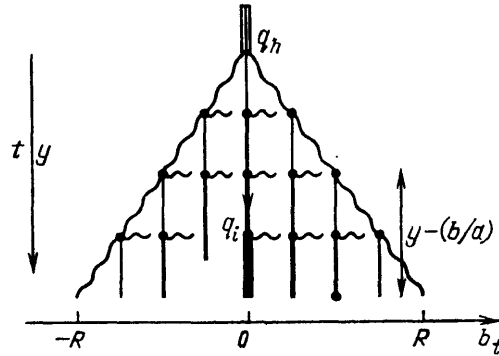


Рис. 4. Примерный вид кварк-глюонного каскада в плоскости быстрот y и прицельных параметров b_t . Увеличение толщины линии отражает рост поперечного импульса q_t

в поперечной плоскости $1/q_t$ партонов этой ветви быстро становятся пренебрежимо малы и выбранная нами цепочка партонов «замораживается» в данной точке b_t -пространства. Несколько схематично это явление представлено на рис. 4, где по вертикальной оси отложена быстрота y , или, на языке теории комплексных моментов, мнимое время диффузии $it = y = \ln 1/x$ (x — доля импульса адрона, уносимая партоном $x_i = q_i/q_n$), а по горизонтали — прицельный параметр b_t .

Увеличение радиуса взаимодействия осуществляется партонами с относительно малыми поперечными импульсами $q_t \approx Q_0$ *) на краю диска — наклонные линии на рис. 4, а вертикальные цепочки представляют собой ветви каскада, в которых увеличивается поперечный импульс q_t (толщина линии отражает рост q_t). Вероятность обратного процесса — уменьшения q_t за счет диффузии в $\ln q_t$ и последующего смещения данной цепочки в плоскости b_t в район края диска — крайне мала по следующей причине. В центре диска плотность партонов (глюонов и кварков) уже близка к насыщению (амплитуды $f(b_t, y) \rightarrow i$). Партоны здесь заметно экранируют друг друга. С уменьшением q_t сечение перерасеяния партонов $\sigma \propto 1/q_t^2$ растет и партон с относительно малым $q_t \ll q_0$ (b_t, y) в центральной области диска практически со 100%-ной вероятностью сталкивается с соседними глюонами (кварками), имеющими $q_t \sim q_0$, и приобретает в этих соударениях вновь $q_t \sim q_0$.

*) Величина Q_0 определяется начальными условиями, т. е. структурой налетающего адрона, и действием механизма конфайнмента.

К сожалению, здесь мы попадаем в сферу весьма сложной задачи о взаимодействии многих тел, и получить параметрически (по α_s) точный ответ для функций распределения партонов в центральной области пока не удастся. Здесь можно делать лишь в меру разумные и аргументированные гипотезы. Достаточно последовательно удастся рассматривать лишь края, т. е. внешнюю поверхность конуса на рис. 4 ($b_t > R(y)$), или распределение партонов со сравнительно большими поперечными импульсами $q_t > q_0(b_t, y)$. В обоих случаях отбираются цепочки партонов, вдоль которых величина b_t и импульс q_t монотонно растут, причем плотность партонов и вероятности их перерассеяний вдоль всей цепочки невелики*), так что эффекты экранирования можно учесть в рамках теории возмущений.

В заключение этого раздела еще раз опишем, как формируется партонная волновая функция быстрого адрона (см. рис. 4). Кварки и глюоны последовательно излучают все более медленные партоны (в основном глюоны, имеющие большой цветовой заряд и спин, равный 1). Вначале, при $x \sim 1$, партоны имеют сравнительно небольшие $q_t \sim Q_0$ и первое время (первую часть интервала быстрой y) испытывают диффузию в пространстве прицельных параметров, смещаясь на каждом шаге на расстоянии $\Delta b_t \sim 1/Q_0$. Затем, вследствие диффузии в пространстве $\ln q_t$, поперечный импульс q_t начинает расти, сдвиг $\Delta b_t \sim 1/q_t \rightarrow 0$ и на оставшемся интервале быстрой $\bar{y} = y - (b_t/a)$ (радиус диска $R = ay$) прицельный параметр b_t практически не меняется, а поперечный импульс $q_t \approx q_0(b_t, y)$ продолжает нарастать по закону $\ln q_t \propto \bar{y}^{1/2} = [y - (b_t/a)]^{1/2}$.

Рост характерного поперечного импульса $q_t \sim q_0(y)$ позволяет оправдать использование теории возмущений, поскольку константа связи КХД $\alpha_s(q_t) = 4\pi/b \ln q_t^2/\Lambda^2$ падает с увеличением q_t . Подчеркнем, что качественный вывод о логарифмическом росте радиуса взаимодействия $R \propto \ln s$ сохраняется независимо от механизма действия конфайнмента, обеспечивающего невылетание кварков**). Конфайнмент может ограничить область импульсов, в которой применима теория возмущений КХД, т. е. минимальные значения переданных через кварки (глюоны) импульсов $q_t \geq Q_0$, но при любом конечном Q_0 медленные партоны смогут удалиться от центра быстрого адрона на расстояние $b_t \approx ay$, а значит, радиус взаимодействия будет расти со скоростью $dR/d \ln s \geq a \sim \alpha_s(Q_0)/Q_0$. Истинная скорость увеличения радиуса может быть и больше за счет процессов с совсем малыми переданными импульсами q_t . В частности, в области $q_t \ll 1$ ГэВ, где рассуждать на языке кварков и глюонов уже нельзя, к дополнительному росту радиуса могут приводить процессы испускания пионов (и других легких мезонов) с периферии диска. Их вклад будет подробнее обсуждаться в разделе 7.

1.7. Теоретические проблемы. а) О первой из проблем уже говорилось выше. В центральной части диска, где необходимо учитывать перерассеяния большого числа партонов с $q_t < q_0(b_t, y)$, не удастся точно решить задачу взаимодействия многих тел и найти партонные функции распределения. Для оценок пока приходится использовать хоть и весьма правдоподобные, но все же модели. К счастью, для многих приложений это несущественно. Достаточно знать, что в этой области находится много частиц и суммарная вероятность взаимодействия здесь близка к единице, т. е. асимптотически диск становится черным, $\text{Im } f(b, s) \rightarrow 1$.

б) Вопрос, требующий более подробного рассмотрения, — это проверка самосогласованности данной картины с точки зрения s -канальной и t -каналь-

*) В дальнейшем будет показано, что вероятность перерассеяния i -го партона в такой цепочке пропорциональна константе $\alpha_s(q_{ti}) \ll 1$.

**) И уж, конечно, действие конфайнмента никак не затрагивает диффузию в пространстве $\ln q_t$, в области численно больших q_t , где $\alpha_s(q_t) \ll 1$. Конфайнмент лишь ограничивает диффузию в сторону очень малых q_t , когда длина волны глюона $\lambda \sim 1/q_t$ сравнивается с радиусом адрона $\langle r \rangle \sim 1$ фм.

ной унитарности, особенно при учете процессов дифракционной диссоциации. Поскольку максимально быстрый рост сечения и радиуса взаимодействия являются крайним граничным случаем режима сильной связи, высказываются сомнения — можно ли вообще построить внутренне непротиворечивую модель Фруассарона (т. е. с сечением $\sigma_t \propto \ln^2 s$). И сомнения эти имеют свои основания.

1) Начнем с t -канального условия унитарности и рассмотрим диаграмму рис. 5, а, описывающую скачок амплитуды упругого рассеяния на ближайшей особенности — разрезе вблизи точки $t = 4m_\pi^2$. Вклад графика рис. 5, а в сечение пропорционален произведению сечений взаимодействия пионов с начальными адронами $\sigma(s_1)/\sigma(s_2)$ (заштрихованные блоки на рис. 5, а).

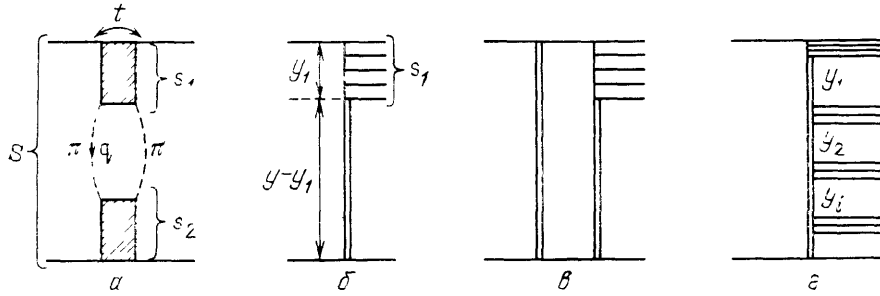


Рис. 5

В силу кинематического условия $s_1 s_2 \sim s q^2$ парные энергии $s_i \propto s^{1/2}$, и если сечения $\sigma(s_i) \propto \ln^2 s_i$ быстро растут, то коэффициент перед особенностью в точке $t = 4m_\pi^2$ будет с энергией увеличиваться быстрее, чем полное сечение. В представлении комплексных угловых моментов j условие унитарности имеет вид

$$\frac{1}{2i} (f(j, t+i\epsilon) - f(j, t-i\epsilon)) = A (t - 4m_\pi^2)^{j+(1/2)} f(j, t+i\epsilon) f(j, t-i\epsilon), \quad (5)$$

где коэффициент $A = \text{const.}$ Амплитуда, отвечающая обмену фруассароном, т. е. — черному диску радиусом $R = a \ln s$:

$$f(j, t) = \frac{a^2}{2[(j-1)^2 - a^2 t]^{3/2}}, \quad (6)$$

и вблизи особенности при $j \rightarrow 1 \rightarrow 2am_\pi$ правая часть соотношения (5) оказывается много больше левой. Для постоянных полных сечений в режиме слабой связи, где доминировал померон, амплитуда $f_p(j, t) \propto 1/(j - \alpha(t))$ имела вид полюса, а так как особенность при $t = 4m_\pi^2$ содержалась в самой траектории $\alpha(t)$, то скачок амплитуды $\Delta f_p \propto \Delta \alpha(t)/(j - \alpha(t))^2$, имел ту же энергетическую (j) зависимость, что и правая часть условия унитарности (5). В случае фруассарона так просто решить проблему согласования, включив особенность в коэффициент a , не удастся. Однако, как указывалось в работах [29, 30], нетрудно добиться того, чтобы правая часть соотношения (5) росла не быстрее левой, если в выражении для радиуса $R \approx ay$ учесть дополнительное слагаемое, пропорциональное $\ln y$

$$R = ay - \beta \ln y. \quad (7)$$

При высоких энергиях $y \rightarrow \infty$, второе слагаемое $-\beta \ln y$ является малой поправкой по отношению к самому радиусу взаимодействия $R \approx ay \gg \beta \ln y$. Однако теперь характер поведения амплитуды $f(j, t)$ вблизи особенности $t \rightarrow 4m_\pi^2$ резко меняется:

$$f(j, t) \propto (j-1 - at^{1/2})^{t^{1/2}\beta - (3/2)} \approx (j-1 - at^{1/2})^{1,2} \quad (\beta = m_\pi^{-1}),$$

и при $j \rightarrow 1 \rightarrow at^{1/2}$ амплитуда $f(j, t)$ становится очень мала.

2) По сути дела, та же проблема возникает и с s -канальным условием унитарности. Зафиксируем в пространстве прицельных параметров точку b_t на краю диска, там, где амплитуда $|f(b_t, s)| \ll 1$ численно мала и эффектами экранирования можно пренебречь, и вычислим в этой точке вклад процесса дифракционной диссоциации рис. 5, б. В простейшем варианте Фруассарона — черный диск радиусом $R = ay$, когда амплитуда $f(b, s)$ имеет вид сглаженной θ -функции $f(b, s) = i\tilde{\theta}(R(s) - b)$ ($\tilde{\theta}(x) = 1$ при $x > 0$, $\tilde{\theta}(x) \propto \exp(-2m_\pi x)$ при $x < 0$), полная вероятность дифракционной диссоциации

$$G_o^D(b_t, s_1, s) \propto \int \text{Im} f(b_1, y_1) |f(b - b_1, y - y_1)|^2 d^2 b_1 dy_1 \propto \propto y y^{1/2} \propto (\ln s)^{3/2} \quad (8)$$

быстро растет с энергией и при высоких энергиях становится больше полной вероятности $\text{Im} f(b_t, s) \ll 1$. При вычислении G^D (8) было существенно, что радиус линейно зависит от логарифма энергии и сумма радиусов двух амплитуд $R(y_1) + R(y - y_1) = ay = R(y)$ равна полному радиусу $R(y)$. Фактор $y^{1/2}$ связан с интегрированием в пространстве прицельных параметров $d^2 b_{1t}$, а множитель y обусловлен интегрированием по массе вновь образованной в процессе диссоциации системы частиц $ds_1/s_1 = dy_1$.

Конечно, допускать, чтобы вероятность какого-либо подпроцесса превышала полную вероятность соударения, нельзя — это противоречит s -канальной унитарности. Внутри черного диска, где амплитуда $f(b_t, s) \rightarrow i$, проблема решается относительно просто. Вклад графика рис. 5, б полностью экранируется диаграммой рис. 5, в [31, 32], и окончательно вероятность диссоциации

$$G_{o+b}^D = G_o^D |1 - \text{Im} f(b_t, s)|^2 \rightarrow 0.$$

С точки зрения сечений множественного рождения это означает, что наблюдать чистую диссоциацию в низких парциальных волнах $l = (1/2) b_t s^{1/2} \langle (1/2) R s^{1/2} \rangle$ не удастся. Всегда одновременно происходит столкновение еще нескольких партонов и система разваливается полностью, заполняя вторичными адронами весь доступный фазовый объем [33].

Во внешней области $b_t > R(y)$ положение снова спасает дополнительное слагаемое — $\beta \ln y$ в радиусе (7). Из-за того, что теперь сумма

$$R(y_1) + R(y - y_1) = ay - \beta \ln y_1 - \beta \ln (y - y_1)$$

меньше полного радиуса

$$R(y) = ay - \beta \ln y^*,$$

а амплитуды $f(b - b_1, y - y_1)$ и $f(b_1, y) \approx i\tilde{\theta}(R(y_1) - b_1)$ экспоненциально быстро падают в области $b_t > R(y)$, вероятность диссоциации G^D оказывается меньше суммарной вероятности $\text{Im} f(b_t, s)$ [30]. Аналогичные рассуждения применимы и в более сложных случаях, типа мультiredжеонных процессов [34, 35] рис. 5, г, когда рождается несколько пучков частиц, разделенных большими интервалами быстрот y_i . Такие процессы и раньше являлись краеугольным камнем для проверки самосогласованности той или иной реджевской схемы. В частности, именно необходимость как-то ограничить рост сечения мультiredжеонных процессов привела к требованию о занулении многопомеронных вершин (в том числе и вершины G_{3P}) при стремлении к нулю переданных по померонам поперечных импульсов [3, 36]. В современных моделях максимально быстрого роста сечения с радиусом вида (7)

* Например, при $y_1 = y/2$ сумма $\ln y_1 + \ln (y - y_1) = 2 \ln (y/2) = 2 \ln y - 2 \ln 2 > \ln y$.

этих противоречий удастся избежать и получить самосогласованную картину, удовлетворяющую как условиям унитарности s -канала, так и t -канальной унитарности (по крайней мере, на ближайшей особенности $t = 4m_\pi^2$).

Более того, последовательно учитывая процессы дифракционной диссоциации, удастся (с помощью метода, предложенного в работе [30]) получить уравнение, описывающее скорость роста радиуса взаимодействия $R(y)$ в зависимости от энергии. Устойчивым решением этого уравнения является выражение вида (7), причем с вполне определенным значением $\beta = 1/m_\pi$.

2. Описание экспериментальных данных. В этой и следующей главах мы перечислим основные экспериментальные данные, свидетельствующие о росте сечений и радиуса взаимодействия адронов высоких энергий, и кратко обсудим ряд типичных моделей, описывающих взаимодействия быстрых адронов. Конечно, один тот факт, что в достижимой области энергий сечение быстро растет, не может служить доказательством гипотезы о фруассаровском поведении сечений взаимодействия адронов при асимптотически больших энергиях. Однако подавляющее большинство моделей, описывающих современные данные, в пределе $s \rightarrow \infty$ выходят на режим максимально быстрого роста сечения $\sigma_t \propto \ln^2 s$. А поскольку, с другой стороны, такое поведение естественно ожидать и с позиции КХД, мы в дальнейшем примем фруассаровскую асимптотику в качестве основной рабочей гипотезы.

2.1. Полные сечения. Первые указания на рост полных сечений с увеличением энергии были получены на Серпуховском ускорителе при измерении сечения K^+p -взаимодействия [36]. Это явление получило тогда название «Серпуховской эффект». Реакция K^+p здесь фигурирует не случайно. С точки зрения теории комплексных угловых моментов j асимптотическое поведение сечения определяется самой правой вакуумной особенностью амплитуды рассеяния в j -плоскости и это поведение должно быть универсальным для всех частиц. Но предасимптотические слагаемые, отвечающие обмену так называемыми вторичными — ρ -, ω -, A_2 -, f -реджеонными траекториями (и убывающие как $1/s^{1/2}$), зависят от квантовых чисел сталкивающихся адронов и для K^+p -рассеяния вклад вторичных траекторий оказывается сильно подавленным. По этой причине рост сечения с энергией впервые был замечен в K^+p -взаимодействии. Надо отметить, что увеличение σ_t с энергией предсказывалось реджеонной теорией, где рассматривались два возможных асимптотических режима [2, 12]. Первый — слабой связи, когда при бесконечно большой энергии $s^{1/2} \rightarrow \infty$ доминирует простой полюс Померанчука и сечение стремится к постоянному пределу, причем приближается к нему снизу: $\sigma_t \rightarrow \text{const} - (a/\ln s)$. И второй — сильной связи, когда асимптотическое сечение логарифмически растет $\sigma_t \propto (\ln s)^\beta$ ($0 < \beta \leq 2$).

Долгие годы наиболее популярным оставался более простой случай слабой связи, и первые серпуховские данные удалось успешно описать в рамках этого подхода [37]. Однако впоследствии с запуском ускорителей на 400 ГэВ (FNAL, SpS) и встречных колес в ЦЕРНе (ISR) появились новые данные по росту $p\bar{p}$ - и $p\bar{p}$ -сечений [38–40] и стало складываться впечатление, что в природе, скорее, осуществляется режим сильной связи. Это впечатление стало общепринятым мнением после измерения σ_t при существенно более высоких энергиях на протон-антипротонном коллайдере Sp \bar{p} S ($s^{1/2} = 0,2$ – $0,9$ ТэВ) [41, 42] и в космических лучах [43, 44] ($s^{1/2} \geq 30$ ТэВ). Некоторое представление о совокупности современных данных по σ_t дают рис. 6, $a - e^*$).

*) Сечения в области $s^{1/2} > 1$ ТэВ получены несколько косвенным путем. На опыте измеряются распределения по высоте точки возникновения широкого атмосферного ливня (ШАЛ). Исходя из этого, рассчитываются сечения взаимодействия налетающего протона с ядром воздуха (в основном ^{14}N), а уже отсюда вычисляется в приближении Глаубера сечение нуклон-нуклонного рассеяния. Более подробное обсуждение данных, полученных в космических лучах, см. в [45].

Приведем несколько выражений, используемых для параметризации данных по σ_t . Одна из самых простых и старых [46] формул

$$\sigma_{NN} = 38,8 + 0,4 \left(\ln \frac{s}{137 \text{ ГэВ}^2} \right)^2 \text{ мбн.} \quad (8')$$

Более современные обработки [47, 48]:

$$\sigma_{pp} = 36,1 + 19,5 \left(\frac{s}{1 \text{ ГэВ}^2} \right)^{-1/2} + 0,39 \ln^2 \left(\frac{s}{44 \text{ ГэВ}^2} \right) \text{ (мбн),} \quad (9)$$

$$\sigma_{pp} = 21,4 + 46,8 \left(\frac{s}{s_0} \right)^{-0,25} - 16,3 \left(\frac{s}{s_0} \right)^{-0,43} + 0,24 \ln^\beta \frac{s}{s_0} \text{ (мбн),} \quad (10)$$

$$s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2, \quad \beta = 1,996 \pm 0,014.$$

В формуле (8) [46] не выписан вклад вторичных траекторий. Вместо этого выбрано весьма большое значение $s_0 = 137 \text{ ГэВ}^2$, так что падение сечения

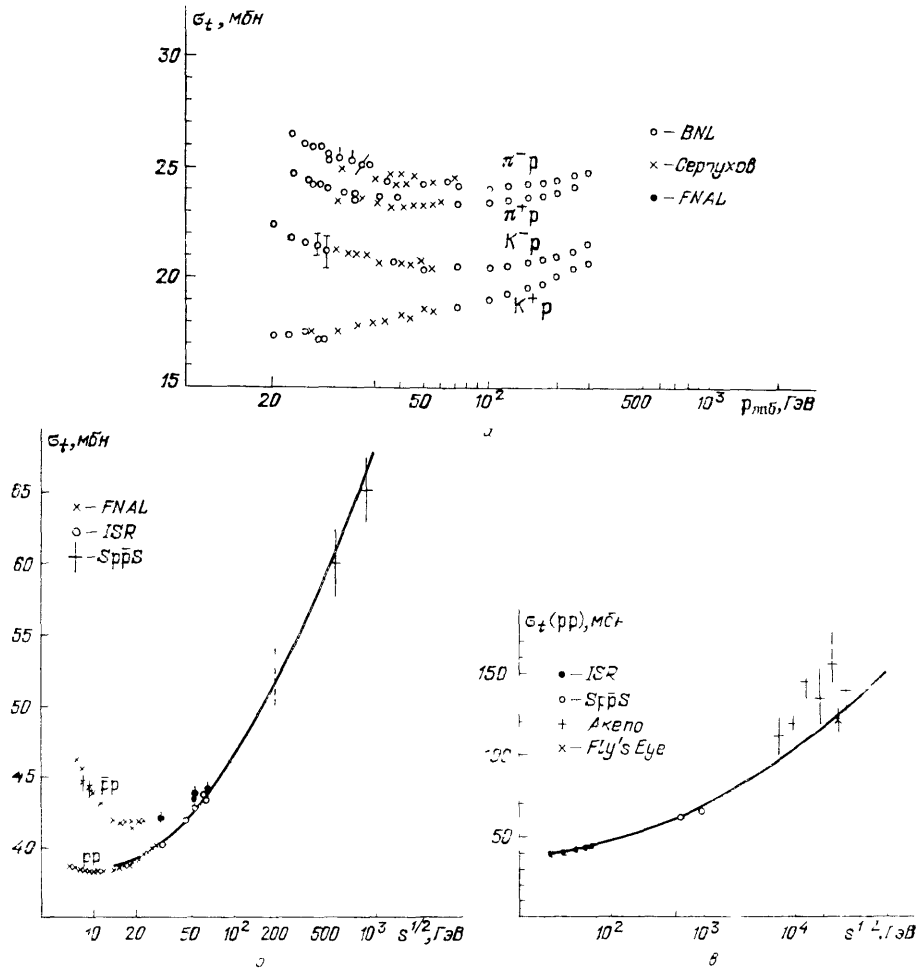


Рис. 6. Энергетическая зависимость полного сечения pp -рассеяния. Данные взяты из работ [38—44]. Кривая отвечает формуле (10)

в области $s < 100 \text{ ГэВ}^2$ задается тем же слагаемым $\ln^2(s/s_0)$, хотя, конечно, физического смысла такое падение (за счет \ln^2) не имеет. Это лишь простейшая аппроксимация.

В выражении (9) [47] учитываются вторичные реджеоны. Наконец, в формуле (10) показатель степени логарифма β выбирался свободным параметром [48]. Как видно на эксперименте, β приближается к своему макси-

мальному значению $\beta = 2$, допускаемому границей Фруассара [23]. Однако коэффициент при $\ln^2 s$ остается гораздо меньше допускаемой ограничением Фруассара величины $\pi/m_\pi^2 \approx 60$ мбн.

2.2. Наклон дифракционного конуса. Обычно, говоря о полных сечениях, одновременно обсуждают более широкую совокупность данных, имеющих близкое отношение к σ_t . Сюда относятся данные по

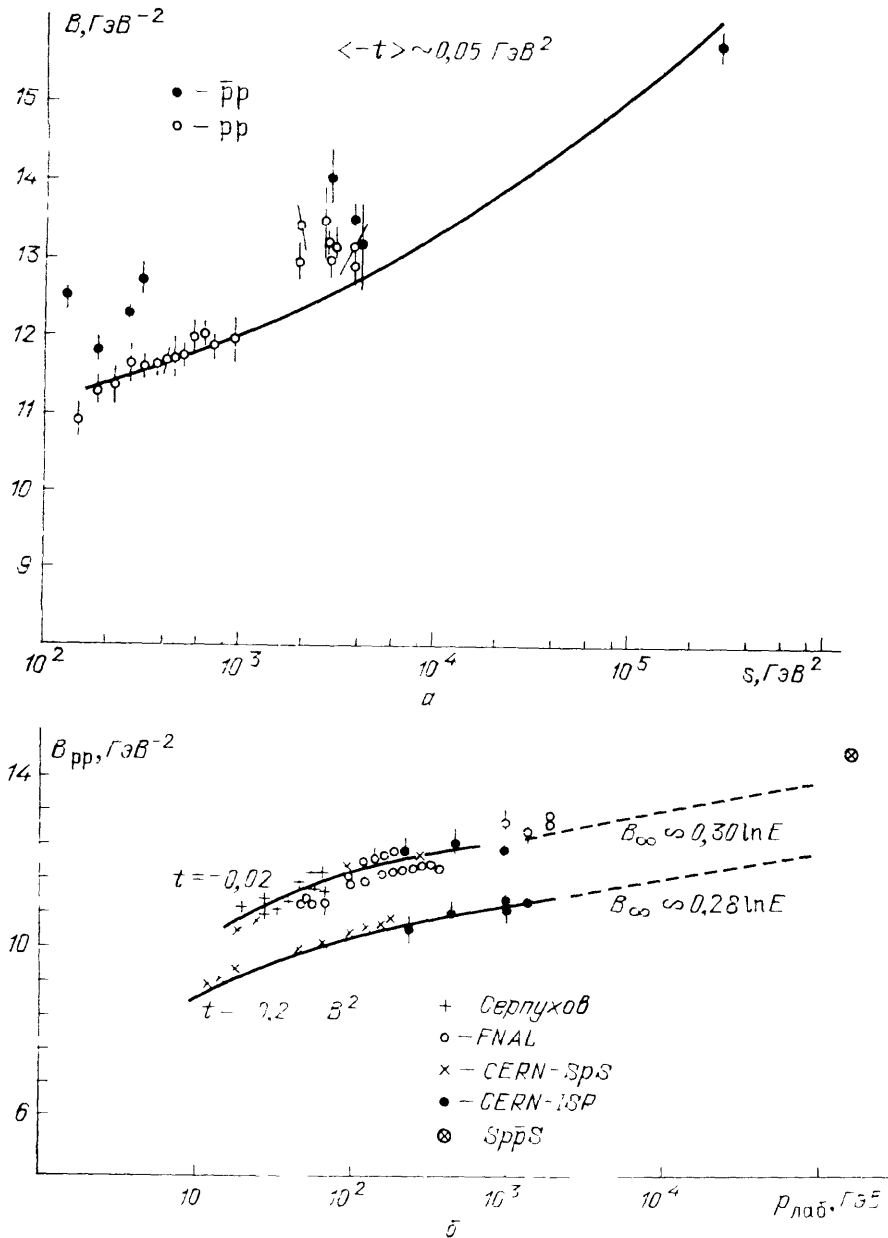


Рис 7 Рост наклона дифракционного конуса упругого $pp(a, \delta)$ -и $\bar{p}p$ -(a)рассеяния в зависимости от энергии. Данные взяты из работ [49—51]. Кривая на рис. 7, б отвечает формуле (12)

вещественной части амплитуды рассеяния (отношение $\rho = \text{Re } A / \text{Im } A$) и наклону конуса упругого сечения $d\sigma/dt$ ($B = d \ln (d\sigma/dt)/dt$). Наклон конуса характеризует радиус взаимодействия $R^2 \propto B$. Как видно из рис. 7, где приведены результаты измерений, выполненных в 70-х — начале

80-х годов на ускорителях ИВФЭ, FNAL, SpS, ISR [49–54], радиус взаимодействия растет с энергией. Как правило, для B используется линейная параметризация

$$B = B_0 + 2\alpha' \ln s, \quad (11)$$

навеянная формулами слабой связи, где ожидается простая асимптотика: при высоких энергиях доминирует склад одного полюса — померона. При использовании упрощенного выражения (11) величина α' часто оказывается различной для различных реакций (pp, $\bar{p}p$, $p\bar{p}$ и т. д.) и интервалов энергий. Но в работе [53, 54] было показано, что при учете вторичных реджеонных траекторий в области $s = 100\text{--}4000 \text{ ГэВ}^2$ для рассеяния любых пар адронов получается одно общее значение $\alpha' = 0,12 \pm 0,03 \text{ ГэВ}^{-2}$. Это подтверждает универсальный характер ведущей вакуумной сингулярности.

Однако уже из наивных геометрических соображений ясно, что квадрат радиуса взаимодействия не может расти медленнее, чем полное сечение ($2\pi R^2 \geq \sigma_t$). Поэтому при дальнейшем увеличении энергии в формуле для наклона B должно появиться слагаемое, пропорциональное $\ln^2 s$ (или по крайней мере, $(\ln s)^\beta$). В качестве примера подобной параметризации приведем [18]

$$B = 10,64 + 0,044 \ln^2 \frac{s}{s_0} \text{ ГэВ}^{-2} \quad (s_0 = 5 \text{ ГэВ}^2). \quad (12)$$

Заметим, что если при асимптотически высоких энергиях взаимодействие двух адронов представляет собой рассеяние на черном диске радиусом R (а именно к этой картине мы и подводим читателя), то коэффициенты при $\ln^2 s$ в формулах для сечения (σ_2) и наклона (b_2) связаны соотношением $\sigma_2 = 8\pi b_2$. С этой точки зрения коэффициенты σ_2 и b_2 в формулах (8), (12) хорошо согласуются друг с другом. Приведем еще один экспериментальный «факт», или, скорее, указание в пользу того, что при сверхвысоких энергиях наклон B растет пропорционально $\ln^2 s$. Из опытов по изучению ШАЛ [44, 45] было получено сечение при энергии $s^{1/2} \approx 10 \text{ ТэВ}$ $\sigma_{\text{in}}(p - \text{Air}) = 540 \pm 40 \text{ мбн}$. Это сечение существенно больше геометрических размеров ядра азота $\pi R^2(^{14}\text{N}) \approx 200 \text{ мбн}$. Такое большое сечение можно объяснить только при условии, что радиус нуклон-нуклонного взаимодействия возрос до значения $B \approx 30 \text{ ГэВ}^{-2}$ [55, 56]. Обработывая наклон простейшей формулой (11) на интервале $s^{1/2} = 1\text{--}30 \text{ ТэВ}$, мы получим $\alpha'_{\text{eff}} = 0,9 \text{ ГэВ}^{-2}$. Столь резкое увеличение α'_{eff} (в области $s^{1/2} \approx 10\text{--}50 \text{ ГэВ}$ использовалось $\alpha'_{\text{eff}} \approx 0,1\text{--}0,2 \text{ ГэВ}^{-2}$) является отражением того факта, что в действительности радиус взаимодействия растет пропорционально логарифму энергии, а $R^2 \propto \ln^2 s$ **).

2.3. Вещественная часть амплитуды рассеяния. Коротко обсудим отношение $\text{Re } A/\text{Im } A$. Это отношение представляет большой интерес, так как дает возможность более уверенно проэкстраполировать доступные в настоящий момент экспериментальные данные в область еще больших энергий. Дело в том, что благодаря аналитичности амплитуды рас-

*) В случае сильной связи радиус $R = \ln^\eta s$, где $\eta \geq \beta/2$.

**) Есть основания полагать, что оценка $\sigma_{\text{in}}(p - \text{Air}) = 540 \pm 50 \text{ мбн}$ несколько завышена. При учете роста коэффициента неупругости с энергией более правдоподобной представляется величина $\sigma_{\text{in}}(p - \text{Air}) = 450 \pm 50 \text{ мбн}$. В этом случае наклон $B_{\text{NN}} \approx 20 \text{ ГэВ}^{-2}$ и $\alpha'_{\text{eff}} = 0,37 \text{ ГэВ}^{-2}$ остается значительно больше значения $\alpha'_{\text{eff}}(s^{1/2} = 10\text{--}50 \text{ ГэВ}) = 0,12 \pm 0,03 \text{ ГэВ}^{-2}$. Как видно, несмотря на значительные неопределенности в космических данных, качественные утверждения, основанные на них, остаются в силе.

сеяния дисперсионные соотношения позволяют связать значения вещественной части и скачка амплитуды

$$\operatorname{Re} A(s) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\operatorname{disc} A(s')}{s' - s} ds'. \quad (13)$$

С помощью условия унитарности и/или оптической теоремы скачок

$$\operatorname{disc} A(t=0) = 2 \operatorname{Im} A(t=0) = 2 \sigma_t s$$

выражается через полное сечение взаимодействия. И если при высоких энергиях выживает только амплитуда положительной сигнатуры, принимающая одинаковые значения на левом $s < -(m_1 + m_2)^2$ и правом $s > (m_1 + m_2)^2$ разрезах (т. е. $A(s) = A(-s)$), то левый и правый разрезы почти полностью сокращают друг друга. Исключение составляет лишь район полюса (s' , близких к s), вклад которого в реальную часть можно выразить через производную от полного сечения

$$\operatorname{Re} A(s) \approx \frac{\pi}{2} s \frac{\partial \sigma(s)}{\partial \ln s}. \quad (14)$$

Таким образом, измеряя отношение $\operatorname{Re} A / \operatorname{Im} A$, мы по существу получаем информацию о скорости дальнейшего роста полного сечения с энергией. Данные по $\operatorname{Re} A / \operatorname{Im} A$ практически всегда учитываются в процедурах подгонки сечений тем или иным выражением (см., например, (8)–(10)). В частности, измерения вещественной части амплитуды пр-рассеяния [54] позволили надежно зафиксировать рост сечения уже в области относительно небольших энергий $s = 100\text{--}600 \text{ ГэВ}^2$ и удачно проэкстраполировать σ_t в сторону больших s .

Сейчас появились новые данные по вещественной части амплитуды пр-рассеяния. При $s^{1/2} = 546 \text{ ГэВ}$ отношение $\operatorname{Re} A / \operatorname{Im} A = 0,24 \pm 0,04$ [57], что, по-видимому, свидетельствует о более быстром (чем это следует из параметризаций (8)–(10)) росте сечения в области энергий $s^{1/2} = 0,5\text{--}3 \text{ ТэВ}$. Такой рост сечения предсказывался в модели [56] при $\Delta = \alpha(0) - 1 \approx 0,3$. Подробное обсуждение современной ситуации по $\operatorname{Re} A / \operatorname{Im} A$ можно найти в работе [58].

2.4. Амплитуда в представлении прицельных параметров. Для того чтобы более наглядно представить себе изменения в поведении амплитуды взаимодействия быстрых адронов $A(s, t)$ с увеличением энергии, удобно выполнить фурье-преобразование и перейти в представление прицельных параметров:

$$f(b_t, s) = \frac{1}{8\pi^2 s} \int A(s, t) e^{i q_t b_t} d^2 q_t = \frac{1}{4\pi s} \int A(s, t) J_0(q_t b_t) q_t dq_t. \quad (15)$$

При высоких энергиях квадрат переданного импульса $t = -q_t^2 + O(1/s)$ совпадает с квадратом поперечного импульса q_t . Такое преобразование представляет собой парциально-волновой анализ амплитуды упругого рассеяния. Каждому значению b_t отвечает свой момент орбитального движения

$$l = \frac{1}{2} b_t s^{1/2}.$$

Полное и упругое сечения выражаются через амплитуду $f(b_t, s)$ следующим образом:

$$\sigma_t(s) = 4\pi \int b_t \operatorname{Im} f(b_t, s) db_t, \quad (16)$$

$$\sigma_{el} = 2\pi \int |f(b_t, s)|^2 b_t db_t \quad (17)$$

$$\sigma_{in} = 2\pi \int G_{in}(b_t, s) b_t db_t, \quad (18)$$

а условие унитарности принимает вид

$$2 \operatorname{Im} f(b, s) = |f(b, s)|^2 + G_{\text{in}}(b, s), \quad (19)$$

где через $G_{\text{in}}(b, s)$ обозначен вклад неупругих каналов, отвечающих полному моменту $l = (1/2) b s^{1/2}$. Часто $f(b, s)$ записывают в терминах комплексной фазы рассеяния $f = i(1 - \exp(i\chi(b, s)))$ или, пренебрегая вещественной частью, через прозрачность $\Omega = \operatorname{Im} \chi$:

$$f(b, s) = i(1 - e^{-\Omega(b, s)}). \quad (20)$$

Если еще пренебречь зависимостью амплитуды рассеяния от спинов сталкивающихся частиц *) и считать, что в существенной области интегрирования (15) отношение $\operatorname{Re} A / \operatorname{Im} A = \rho$ остается постоянным (не зависит от q_t), то амплитуду $A(s, t)$ легко получить прямо из дифференциального сечения упругого рассеяния:

$$A = 4is(1 - i\rho) \left[\frac{d\sigma_{el}}{dt} (1 + \rho^2)^{-1} \right]^{1/2} \sqrt{\pi}, \quad (21)$$

а подставляя (21) в (15), — и $f(b, s)$.

Соответствующий анализ амплитуд $\pi\pi$, $K\pi$ и $\bar{p}p$, pp -рассеяния был выполнен в работах [59]. Здесь мы остановимся на $\bar{p}p$ -и pp -соударениях, где существуют данные при наиболее высоких энергиях, и представим на рис. 8

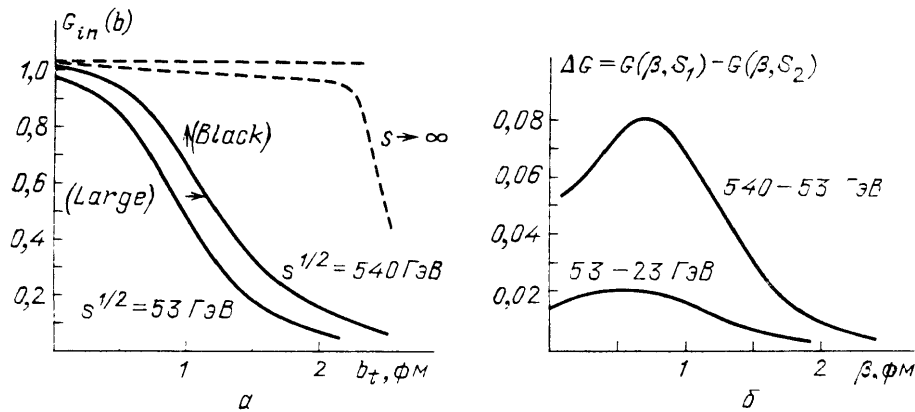


Рис. 8. а — Поведение неупругой амплитуды pp -взаимодействия G_{in} в зависимости от прицельного параметра b_t . б — Приращение функции G_{in} в области энергий $s^{1/2} = 53 \div 23$ ГэВ и $s^{1/2} = 540 \div 53$ ГэВ при фиксированном отношении прицельного параметра b_t к радиусу взаимодействия $R \propto (B(s))^{1/2}$;

$\beta = B_t(B(s_{\text{max}})/B(s_i))^{1/2}$. На рис. а нижняя кривая относится к $s_1^{1/2}$, верхняя — к $s_2^{1/2}$

функцию $G_{\text{in}}(b_t, s)$, отражающую вероятность неупругого взаимодействия при заданном прицельном параметре b_t . Наиболее интересным результатом является наглядная демонстрация нарушения геометрического скейлинга при переходе от энергий ISR ($s^{1/2} \sim 50$ ГэВ) к энергиям коллайдера $s^{1/2} \sim 500$ ГэВ. Геометрический скейлинг активно обсуждался в середине 70-х годов [60, 61]. Смысл гипотезы состоял в том, что с ростом энергии форма профиля функции $f(b_t, s)$ не меняется, меняется лишь радиус взаимодействия, т. е. масштаб, в котором измеряется координата b_t , $f(b_t, s) = f(b_t/R(s))$. Гипотеза геометрического скейлинга приближенно выполнялась в области $s^{1/2} = 15\text{—}63$ ГэВ. Одним из ее проявлений является постоянство отношения $\sigma_{el}/\sigma_t \approx 0,175$ (для pp -рассеяния). Но при энергии коллай-

*) Такое приближение вполне оправдано на опыте для области малых t , где амплитуда с переворотом спина ($\lesssim t^{1/2}/2m_N$) мала, а спин-спиновые корреляции убывают с энергией не медленнее чем $1/\ln s$ [6].

дерева $s^{1/2} = 546$ ГэВ это отношение выросло до $0,215 \pm 0,005$ [41]. Лучше всего характер изменения оптической плотности протона виден на рис. 8, б [18], где показаны приращения функции G_{in} (т. е. неупругого сечения) при фиксированном отношении $b_t/R(s)$ ($\Delta G = G_{in}(s_1) - G_{in}(s_2)$) в районе энергий ISR $s^{1/2} = 23$ и 63 ГэВ и SppS $s_2^{1/2} = 546$ ГэВ — $s_1^{1/2} = 53$ ГэВ. Отметим, что при всех значениях b_t неупругое сечение увеличивается. Но в центре диска ($b_t \rightarrow 0$), где величина G_{in} приближается к своему унитарному пределу ($G_{in} \leq 1$), это увеличение подавлено. Наиболее быстро растет функция G_{in} на краю диска ($b_t \sim 0,9$ фм). Описанное явление, как уже упоминалось, авторы назвали BEL-эффектом. Другими словами, на опыте наблюдается качественное изменение функции профиля быстрого адрона: от сравнительно прозрачного объекта, плотность которого отвечает закону Гаусса ($G_{in} \propto \exp(-b_t^2/R^2(s))$), к черному диску с довольно резким краем. Таким образом, объясняя рост сечений, мы должны понять два явления: рост радиуса взаимодействия $R(s)$ (large) и увеличение сечения (т. е. почернение — black) внутри диска $b_t < R(s)$.

3. Модели для описания сечений. Спектр моделей, претендующих на описание тех или иных характеристик процессов соударения адронов высоких энергий, чрезвычайно широк. Мы не имеем здесь возможности детально обсудить каждую из них и остановимся лишь на отдельных, по возможности типичных представителях различных направлений. Как правило, авторы сосредоточивают свое внимание на описании полных σ_t и упругих сечений $d\sigma/dt$ в области не слишком больших $|t|$, реже обсуждаются поляризационные эффекты. Модели, построенные на реджеонном языке [62–63], позволяют с помощью АГК правил разрезания реджеонов [14] (связывающих между собой вклад данной реджеонной диаграммы в полное сечение и в сечения событий с определенной множественностью вторичных частиц) параллельно получать распределения по множественности N вновь рожденных адронов (т. е. топологические сечения σ_N) и инклюзивные сечения $d\sigma/dx$, отражающие распределения вторичных адронов по доле уносимого ими продольного импульса (т. е. по быстройте *). Наиболее полное и всестороннее описание данных по двухчастичным реакциям, включая поляризации и процессы перезарядки, можно найти в обзоре Кейна и Седла [64], где в рамках реджеонного подхода проведен подробный анализ энергетического поведения амплитуд двухчастичных реакций. Здесь помимо умеренного вклада детально обсуждается роль вторичных реджеонов и многореджеонных разрезов. Авторам удалось успешно описать все имеющиеся к 1975 г. (обзор вышел в 1976 г.) данные по дифференциальным сечениям и поляризациям в области энергий свыше 10 ГэВ. Для этого в вакуумном канале использовалась амплитуда, отвечающая в представлении прицельных параметров диску постоянной оптической плотности (со сглаженным краем), радиус которого растет с энергией как $R^2 = R_0^2 + \alpha' \ln s$. В то время данных коллайдера SppS еще не было, и такая параметризация роста радиуса неплохо работала в конечном интервале энергий. Более того, в этой картине Кейну, Памлину и Седлу [64, 65], пожалуй, впервые удалось правильно предсказать (заранее предсказать, а не описать уже известные данные) величину и весьма нетривиальную t -зависимость поляризаций при высоких энергиях $E = 100$ –300 ГэВ/с, включая большую (~30 %) поляризацию в районе $-t = 1$ –5–2 ГэВ².

Современные модели, как правило, не претендуют на описание столь широкого (как в обзоре [64], где шла речь о практически всех возможных

*) Распределения по поперечным импульсам $d\sigma/dp_t$ целиком зависят от предположений о внутренней структуре самого реджеона (вершине излучения адрона из реджеона) и не являются критическими для таких моделей. Как правило, спектры частиц по поперечным импульсам описываются хуже, чем по продольным.

двухчастичных реакциях) круга явлений. Основное внимание обычно уделяется полным и упругим сечениям pp - и $p\bar{p}$ -соударений, но зато вплоть до самых высоких энергий. Характерным свойством подавляющего большинства моделей является (см., например, [66—72]) максимально быстрый рост полных сечений при асимптотически высоких энергиях $\sigma_t \propto \ln^2 s$. Исключение составляют модели, основанные на теории критического померона [24—26]. Здесь в асимптотике полное сечение растет сравнительно медленно $\sigma_t \propto (\ln s)^{0,3}$ и современный рост сечения объясняется влиянием предасимптотических пороговых эффектов [26, 27, 55, 73]. Амплитуда обмена одним затравочным помероном приобретает свой обычный (полюсный) вид лишь при относительно больших энергиях, когда $\xi = \ln(s/s_0)$ становится больше 3—5. Однако, хотя формально теория критического померона относится к режиму сильной связи, идеологически (и по способу построения — путем продолжения по размерности от логарифмической теории) она ближе к слабой связи и также требует «точной подстройки», т. е. выполнения ряда вполне определенных соотношений между параметрами траектории «затравочного» померона и значениями многопомеронных вершин. Ни причин, ни необходимости в подобной «точной подстройке» сейчас не видно, и нам такой режим представляется маловероятным, несмотря на то, что никаких серьезных экспериментальных аргументов, отвергающих его, пока нет. В остальных работах в параметризации амплитуды рассеяния помимо вторичных траекторий и иногда [66] померона используется фруассароподобное слагаемое, отвечающее черному диску, радиус которого растет пропорционально логарифму энергии.

В модели [67] предполагается, что черным является только край диска, а центр его с ростом энергии становится прозрачным. В качестве недостатка данной модели отметим медленный рост неупругого сечения $\sigma_{in} \propto \ln s$, в то время как полное $\sigma_t \approx \sigma_{el} \propto \ln^2 s$. В модели [68] вместо фруассаровской амплитуды постулируется двойной полюс Померанчука (киевский диполь). Этой амплитуде соответствует логарифмический рост сечения и квадрата радиуса взаимодействия при высоких энергиях $\sigma_t \propto R^2 \propto \ln s$.

Однако для описания данных коллайдера $Spp\bar{S}$ траекторию дипольного померона все же пришлось сместить правее единицы (интерсепт траектории $\alpha(0) = 1,046$) [69], после чего сечение и квадрат радиуса взаимодействия начинают расти как $\sigma_t \propto R^2 \propto \ln^2 s$.

Несмотря на разнообразие используемых выражений (которое видно даже из приведенного выше крайне беглого перечисления) все модели удовлетворительно описывают полные и упругие сечения в области энергий FNAL — ISR ($s^{1/2} \geq 20$ ГэВ) и коллайдера $Spp\bar{S}$ ($s^{1/2} = 0,2 - 0,9$ ТэВ). Причем часто удается описать поведение упругих сечений даже за областью второго дифракционного максимума, т. е. вплоть до $|t| = 5$ ГэВ² [69—72]. Интересно, что для воспроизведения различий между упругими сечениями рассеяния антипротона и протона на протоне (сейчас существуют данные при энергии $s^{1/2} = 53$ ГэВ) в районе дифракционного минимума $t \approx -1,3$ ГэВ² в моделях пришлось ввести еще одну неубывающую с энергией S -нечетную амплитуду (т. е. с отрицательной сигнатурой) — оддерон. В квантовой хромодинамике роль такой амплитуды мог бы играть обмен тремя глюонами, каждая пара из которых находится в состоянии симметричной восьмерки по цвету. Вклад оддерона доминирует при больших $|t|$ в области второго максимума ($|t| > 1,5$ ГэВ²), но сечение в этом районе уже очень мало, на 4—6 порядков меньше $d\sigma_{el}/dt$ для 0° [74, 75].

Добавим, что в работах [70] использовалась такая параметризация амплитуд упругого рассеяния, которая в области больших переданных импульсов t обеспечивает поведение дифференциального сечения, согласующиеся с предсказаниями простейших графиков (низших порядков) теории возмущений КХД.

В ряде работ [62, 63, 76–78] асимптотическая форма амплитуды рассеяния используется для записи взаимодействия партонов (кварков и глюонов, из которых состоят сталкивающиеся частицы), а не начальных адронов. Модели [76–78] интересны тем, что в них предполагается постоянное сечение партон-партонного взаимодействия $\sigma(gg) = \text{const}$, описываемое простым полюсом Померанчука. Рост сечения $\sigma_t = N_{ga}N_{gb}\sigma(gg)$ здесь достигается за счет логарифмически растущей множественности глюонов ($N_g \propto \ln s$) в волновых функциях адронов a и b . Однако если описывать сечение взаимодействия глюонов в рамках теории возмущений КХД, то такая процедура приводит к двойному счету графиков, поскольку в главном логарифмическом приближении, например, рост множественности N_g обеспечивается за счет тех же лестничных диаграмм [28, 79, 80], которые изображают и амплитуду взаимодействия глюонов [28]. От этого недостатка свободны модели [62, 63], где рассматривается только рассеяние валентных кварков. Благодаря тому, что амплитуда кварк-кварковых взаимодействий здесь записывается на реджеонном языке в виде суммы многопомеронных обменов, появляется возможность детально проследить связь между полным сечением и неупругими каналами взаимодействия: вычислить сечения процессов с различной множественностью вторичных адронов σ_N и исходя из структурных функций распределения валентных кварков в начальных протонах, успешно воспроизвести инклюзивные спектры вновь рожденных пионов, каонов и нуклонов в зависимости от уносимой ими доли продольного импульса $d\sigma/dx$ [62]. В последних работах группы ИТЭФ [81] обсуждаются и сечения дифракционной диссоциации.

4. Причины роста σ_t в моделях. В большинстве перечисленных выше моделей рост полного сечения, по сути дела, заранее постулируется. Амплитуда упругого рассеяния включает в себя фруассаровский разрез (вида (6)), как, например, в работах [66, 70–71], либо обмены затравочными померонами с интерсептом $\alpha(0) = 1 + \Delta > 1$ [62, 63, 69]. После унитаризации *) такие обмены в свою очередь приводят к фруассаровскому поведению сечения

$$\sigma_t = \sigma_0 + c \ln^2 s.$$

Если перейти на микроскопический уровень рассмотрения, то сейчас наиболее популярны следующие объяснения роста сечения: 1) открытие порогов рождения тяжелых частиц; 2) рождение струй адронов с большими поперечными импульсами.

В качестве новых порогов образования тяжелых частиц в разное время последовательно обсуждались процессы образования каон-антикаонных и нуклон-антинуклонных пар [82], чарма [73] или b -мезонов и даже глюоболов с массой порядка нескольких ГэВ [83]. Конечно, каждый отдельный порог может обеспечить рост сечения лишь на весьма ограниченном интервале энергий, и для того, чтобы перекрыть современный набор данных, необходимо использовать большую совокупность различных порогов, как это было сделано, например, в моделях, основанных на теории критического померона [24–27, 73], где асимптотический рост полного сечения $\sigma_t \propto (\ln s)^{2,3}$ оказывается в области энергий ($s^{1/2} = 50\text{--}900$ ГэВ) недостаточно быстрым.

Недостатками такого подхода являются, с одной стороны, необходимость включения бесконечного числа новых порогов в случае, если рост сечений будет продолжаться и при асимптотически высоких энергиях (указания на рост сечения вплоть до $s \sim 10^9$ ГэВ² следуют из данных по ШАЛ [44, 45]), а с другой — тот факт, что сечения образования антинуклонов [84], чарма [85] и т. п. малы по сравнению с сечениями процессов с большими p

*) Как правило, учитывают только простейшую двухчастичную унитаризацию (см. формулу (19)).

(вероятность испускания глюона с большим p_{ig} более чем на порядок больше, чем тяжелого кварка при $m_q = p_{ig}$). В области энергий коллайдера $\text{Spp}\bar{\text{S}}$ $s^{1/2} = 0,2\text{--}0,9$ ТэВ сечение испускания струй с $p_{ij} > 5$ ГэВ только в центральном районе быстрот $|\eta| < 1,5$ возросло с 2,4 до 10 мбн. К преимуществам больших p_t следует отнести и отсутствие четко зафиксированного порога образования струй. С повышением энергии появляется возможность излучения струй со все большими p_t .

Мысль о том, что рождение частиц с большими p_t является основной причиной увеличения сечения, обсуждалась еще в 1973—1975 гг. [86, 87]. Позднее была предложена модель, основанная на теории возмущений КХД, где, используя механизм глюонного обмена, удалось описать рост сечения вплоть до энергий коллайдера $s^{1/2} \approx 0,5$ ТэВ [88, 89]. Любопытно, что хотя характерный поперечный импульс испущенных в неупругом соударении глюонных струй в модели растет с увеличением энергии, при $s^{1/2} = 0,9$ ТэВ он достигает только $q_{\text{tiet}} = 2$ ГэВ. Однако суммарная поперечная энергия всех струй в событии $E_t = \sum |q_{tj}|$ составляет $\approx 15\text{--}18$ ГэВ, что неплохо согласуется с опытом.

Но, как отмечалось выше, при высоких энергиях наблюдалось увеличение не только оптической плотности протона (почернение), но и радиуса взаимодействия, а эксплуатируя лишь пороги образования новых все более тяжелых частиц или струй с большими q_{tj} , мы отбираем центральные соударения с малым прицельным параметром b_t . В частности, в работе [88] неупругое сечение возрастает на 17 мбн (от $s^{1/2} = 30$ до $s^{1/2} = 500$ ГэВ) только за счет поперечных импульсов $q_t^2 > 1,5$ ГэВ² *). Геометрически таким q_t соответствует диск площадью $\pi r^2 \sim 4\pi/q_t^2 \approx 3$ мбн, что явно противоречит условию унитарности. Более того, в работе предсказывается, что при $s^{1/2} = 10^{15}$ ГэВ сечение достигнет 1000 мбн, хотя никаких причин для увеличения радиуса взаимодействия в обсуждаемой авторами модели нет. Тот факт, что $\sigma_{in} = 1000$ мбн еще не превышает формальной границы Фруассара [23] $(\pi/m_\pi^2) \ln^2 s$, не является оправданием, поскольку условие унитарности (19) при фиксированных значениях $b_t < 1$ фм давно нарушено. Рост сечения за счет почернения диска при фиксированных b_t неизбежно прекращается в силу ограничения $G_{in} = 2 \text{Im } f(b) - |f(b)|^2 = 1$ (чернее черного не бывает).

Итак, необходимо увеличивать радиус взаимодействия, а этого можно добиться только за счет не слишком больших q_t , поскольку скорость диффузии в пространстве прицельных параметров b_t определяется величиной элементарного смещения (на одном шаге) $\Delta b_t \sim 1/q_t$ (см. раздел 1.3). Возникает другой вопрос: нельзя ли обойтись только мягкими процессами с малыми q_t и получить растущее с энергией сечение путем суммирования лестничных диаграмм вида рис. 2, б (т. е. амплитуд рождения большого числа адронов $M_{2 \rightarrow n}$) сразу на адронном языке. Если бы константа взаимодействия была достаточно велика, то это представлялось бы вполне возможным.

Уже одна цепочка рис. 1, б могла бы обеспечить рост полного сечения. Но реальные сечения сильных взаимодействий при низких энергиях (порядка масс резонансов $s_{i, i+1} \sim 1\text{--}5$ ГэВ²) довольно малы. Конкретные вычисления в простейшей модели с π -обменом [7], включающие ρ -, f - и g -резонансы в затравочной амплитуде $\pi\pi$ -взаимодействия, привели к сечению, падающему с энергией как $\sigma_t \propto s^{-0,7}$ [90]. Чтобы получить хотя бы постоян-

*) Следует подчеркнуть, что, хотя в работе [88] используются формулы, напоминающие выражения для инклюзивных сечений, в действительности вычисляется часть полного сечения. Дело в том, что область интегрирования по доле импульса партрона x была искусственно ограничена условием $x > m^2/|t|$. (Конечно, такое ограничение неправомерно, но авторы претендуют лишь на часть полного сечения.) В результате интервалы изменения x в блоках, описывающих структурные функции сталкивающихся адронов, и в блоке жесткого рассеяния с передачей квадрата импульса t не пересекаются между собой, и двойного счета не возникает.

ное сечение, в модель приходится включать затравочные блоки рассеяния пионов весьма большой (хотя и конечной) энергии: рождение тяжелых кластеров, файерболов в работах [9, 91], блоки упругого $\pi\pi$ -рассеяния, обусловленного обменом помероном в работе [10], либо неупругое взаимодействие пионов за счет более сложной мультипериферической цепочки [11], включающей в себя обмен и излучение ρ -, ω -, f - и A_2 -мезонов (а точнее, обмены соответствующими траекториями Редже). Общей чертой всех этих моделей является то, что удержаться в районе совсем малых переданных импульсов $q_t \sim m_\pi$ не удастся. Характерные q_t растут с увеличением парной энергии и определяются, как было показано уже на примере простейшей модели [7, 90], массами излучаемых резонансов [11, 92]. Типичные значения q_t^2 близки к массе ρ -мезона и, если не вводить специальных, ограничивающих q_t формфакторов, могут превышать 1 ГэВ². Поскольку получить растущее с энергией сечение за счет элементарных мягких взаимодействий (при экспериментальных значениях констант связи) не удастся и в модели все равно придется вводить затравочные блоки рассеяния частиц сравнительно больших энергий и относительно большие переданные импульсы, естественно пойти иным путем, который подсказывают и экспериментальные данные. Почернение диска в каждой фиксированной точке пространства b_t вызывается процессами с большими q_t (как отмечалось выше, сечения образования струй с $q_t \geq 5$ ГэВ достигают при $s^{1/2} = 900$ ГэВ [19, 20] 10 мбн только в центральном районе быстрот $|\eta| < 1,5$), а рост радиуса взаимодействия обусловлен диффузией в пространстве прицельных параметров глюонов с ограниченными поперечными импульсами $q_t \sim 1$ ГэВ. Подчеркнем, что увеличение радиуса связано именно с диффузией в пространстве b_t , т. е. с целым рядом последовательных испусканий мягких глюонов, как это было описано в разделе I, а не происходит одним скачком.

В последнее время появились работы [93, 94], в которых фруассаровский рост радиуса достигается слишком упрощенным путем. Вычислив в теории возмущений КХД амплитуду жесткого рассеяния партонов ($q_t > q_{\text{hard}}$; этой амплитуде отвечает сечение $\hat{\sigma}$, растущее с энергией степенным образом, но имеющее очень малый радиус $b_t \sim 1/q_{\text{hard}}$), ее «размазывают» по плоскости прицельных параметров в соответствии с плотностью электрического заряда начальных адронов и получают функцию эйконала

$$\Omega(b_t, s) = \text{Im } \chi(b_t, s) = \frac{1}{2} A(b_t) \hat{\sigma}_{\text{hard}}(\hat{s}), \quad (22)$$

где

$$A(b) = \int \rho_a(\mathbf{b} - \mathbf{b}') \rho_b(\mathbf{b}') d^2\mathbf{b}'$$

представляет собой свертку двух распределений плотности вещества сталкивающихся частиц a и b (конкретно вместо $\rho(b)$ подставляется плотность электрического заряда, найденная исходя из данных о формфакторах). А затем с помощью формулы (20) строят амплитуду упругого рассеяния $f(b_t, s)$. Такая, эйконализованная в духе Ченга и Ву [95], амплитуда не нарушает двухчастичной s -канальной унитарности (19) и неплохо описывает данные по полным сечениям, полученные в ISR, SppS и космических лучах ($s^{1/2} = 10^2 - 10^5$ ГэВ). Но в чем непоследовательность подобных моделей? Большой радиус взаимодействия здесь задается в первый же момент при постулировании факторизованного выражения (22) путем выбора партона, находящегося на далекой периферии адрона, т. е. на первом же шаге диффузии отбирается партон, отскочивший на большое расстояние. Малая вероятность такого отскока $\sim \exp(-2m_\pi b_t)$ компенсируется в формулах (22), (20) большой величиной сечения партон-партонного взаимодействия $\hat{\sigma}_{\text{hard}}(\hat{s}) \propto \hat{s}^{K\alpha_s(q_{\text{hard}})}$. Но если применить ограничение Фруассара непосред-

ственно к партон-партонному сечению $\hat{\sigma}^*$), то мы увидим, что оно не может расти быстрее $\ln^2 \hat{s}$ ($\hat{\sigma} \leq 2\pi \hat{R}^2 \hat{R} < c \ln \hat{s}$). Это подтверждает и детальный анализ диаграмм, учитывающих экранирование и перерассеяние самих партонов. Таким образом, максимальный радиус взаимодействия, который удастся заработать за счет свертки (22), т. е. расстояние $\Delta \bar{b}_t$, на котором функция $\Omega(b_t, s) \sim O(1)$ еще не мала, растет с энергией не быстрее чем $\Delta \bar{b}_t \sim \ln \ln \hat{s}$, а точнее, $\Delta \bar{b} \sim \ln \hat{R}$, где \hat{R} — радиус партон-партонного соударения $\hat{R} < q_{\text{hard}}^{-1} \ln \hat{s}$. Как видно, при высоких энергиях $\hat{R} \gg \Delta \bar{b}$ и главный эффект роста радиуса связан с диффузией в пространстве b_t , а не с многократным скачком начального партона (валентного кварка) в волновой функции быстрого адрона. Подстановка в формулу (22) быстро растущего сечения $\hat{\sigma}_{\text{hard}} \sim s^{K\alpha_s}$ с точки зрения унитарности эквивалентна тому, что слишком большую, превышающую единицу вероятность \hat{w} соударения одной пары партонов (кварков) мы пытаемся скомпенсировать тем, что такие события на больших расстояниях от центра адрона b_t происходят очень редко и в среднем (по всем событиям) вероятность $w(b_t) = \hat{w}A(b_t)$ остается меньше единицы. Но такое рассуждение глубоко порочно. Меньше единицы должна быть вероятность каждого элементарного подпроцесса $\hat{w} < 1$.

Подробное обсуждение условий применимости подобных моделей (эйко-нальное суммирование диаграмм, отвечающих обмену померонами с интересом траектории $\alpha(0) = 1 + \Delta > 1$) можно найти в книге [96]. В частности, там показано, что такая схема может работать лишь в ограниченном интервале быстрот $\ln s < 1/\Delta$. Заметим, что последнее ограничение относится и к моделям [62, 63].

Окончательно наша позиция состоит в том, что при высоких энергиях увеличение радиуса взаимодействия обусловлено диффузией (в плоскости b_t) глюонов с поперечными импульсами ~ 1 ГэВ (и, в меньшей степени, излучением пионов на периферии адрона), а почернение диска в фиксированной точке b_t вызывается процессами рождения струй адронов с относительно большими $q_t \sim q_0(b_t, s)$, где q_0 — импульс, достигаемый в результате диффузии в пространстве $\ln q_t$ ($\ln q_0 \sim (\ln s)^{1/2}$; см. раздел 1.6). В подтверждение нашей точки зрения о том, что даже такие вопросы, как увеличение сечения и радиуса взаимодействия, разумно обсуждать на языке глюонов в рамках теории возмущений КХД, заметим, что если взять данные по скорости сокращения дифракционного конуса [54], то коэффициент перед $\ln^2 s$, пропорциональный квадрату обратного поперечного импульса протонов на периферии адрона $0,043 \text{ ГэВ}^{-2} \sim (\alpha_s/q_t)^2$, очень мал и отвечает импульсам $q_t \approx 1\text{--}2$ ГэВ. Даже при не сверхвысоких энергиях $s^{1/2} = 10\text{--}60$ ГэВ универсальный наклон вакуумной траектории α' ($B = B_0 + 2\alpha' \ln s$) лишь незначительно превосходит минимально допустимое условием t -канальной унитарности (в точке $t = 4m_\pi^2$) значение [97]

$$\alpha'_{\min} = \frac{3}{2} \frac{\sigma_{\pi\pi}}{32\pi^3} \ln \frac{4m_\pi^2}{m_\rho^2} \approx 0,08 \text{ ГэВ}^{-2}. \quad (23)$$

На опыте [53] $\alpha' = 0,13 \pm 0,02 \text{ ГэВ}^{-2}$. Как видно, α' в основном определяется редкими случаями рождения пионов на периферии адрона, а характерные поперечные импульсы партонов (кварков и глюонов) ($\alpha' - \alpha'_{\min} \sim \alpha_s/q_t^2$) настолько велики ($\gg 1$ ГэВ), что вполне оправдывают использование теории возмущений КХД. Можно сказать, что лагранжиан КХД позволяет воссоз-

*) В данном контексте не совсем точно определено, что такое партон-партонное сечение, но детальное изучение структуры партонного каскада [99] показывает, что и на языке фейнмановских диаграмм утверждение $\hat{\sigma} < \ln^2 \hat{s}$ остается в силе.

дать картину соударения адронов высоких энергий с таким же уровнем понимания динамики взаимодействия, какой раньше достигался для процессов в квантовой электродинамике.

Конечно, речь идет лишь о качественном понимании картины взаимодействия. При современных энергиях точность вычислений в старших порядках теории возмущений КХД (или даже в главном логарифмическом приближении КХД) невысока. Она контролируется величиной $N_c \alpha_s(q^2)$ и, как правило, не превышает 30–50 %, в то время как в электродинамике характерный параметр $\alpha_{\text{эм}} = 1/137 < 1$ %. Учет поправок более высокого, по константе α , порядка — крайне трудоемкая задача. Поэтому ожидать от теории возмущений КХД прецизионных предсказаний в настоящее время не приходится. Но качественное понимание динамики соударения быстрых частиц лагранжиан КХД обеспечивает на очень хорошем уровне, тем более что асимптотически с ростом энергии характерные значения q^2 растут, а константа $\alpha_s(q^2)$ падает. В результате вырисовывается весьма непривычная картина. Такие традиционно относящиеся к физике мягких процессов вопросы, как асимптотическое поведение полных сечений, радиуса взаимодействия, сечений множественного рождения адронов, оказываются связанными с областью внутренних переданных импульсов *) $q^2 \geq 2 \text{ ГэВ}^2$ и попадают уже под юрисдикцию теории возмущений КХД (константа связи $\alpha_s(q^2 > 2 \text{ ГэВ}^2) < 1/4$).

5. Взаимодействие быстрых адронов в теории возмущений КХД.

5.1. Уравнение для сечения. Неплохой основой для построения микроскопической динамической модели взаимодействия быстрых адронов является уравнение (24), описывающее эволюцию партонной волновой функции быстрого адрона по мере увеличения логарифма его энергии или, что то же самое, уменьшения доли импульса начального адрона, уносимой отдельным мягким партоном. Для простоты, под партонами будем понимать только глюоны, чей вклад доминирует, хотя процессы образования кварк-антикварковых пар и рассеяния кварков тоже существенны и в реальных расчетах их приходится учитывать [98, 99]

$$\frac{\partial \varphi(x, q, b)}{\partial \ln(1/x)} = \int K(q, q') \varphi(x, q', b') \exp \left[\frac{(b-b')^2 q'^2}{4} \right] \times \\ \times q'^2 d^2 b' N_c \alpha_s(q') \left(1 - \frac{\alpha_s \varphi(x, q, b)}{\varphi_0} \right) d^2 q' \cdot \frac{1}{4\pi^3}. \quad (24)$$

Здесь через $\varphi(x, q, b)$ обозначено сечение взаимодействия глюона (а точнее, плотность вероятности взаимодействия в точке $q = b_i$ пространства прицельных параметров) при условии, что переданный глюону поперечный импульс (в верхней ячейке лестницы рис. 9, а) $q_t^2 = q^2$.

Ядро K действует следующим образом:

$$K(q, q') \varphi(q') = \frac{\varphi(q'^2)}{(q-q')^2} - \frac{q_t^2 \varphi(q^2)}{(q-q')^2 [q'^2 + (q-q')^2]}. \quad (25)$$

Это ядро было получено в главном логарифмическом приближении (по энергии) (ГЛП_е) КХД в работе ²⁸ и суммирует все диаграммы, содержащие на

*) Под внутренним переданным импульсом мы подразумеваем, если принять аналогию с рассеянием на ядре, импульсы порядка обратных размеров нуклона ($p_i \sim 300 \text{ МэВ}$), характерные в каждом отдельном нуклон-нуклонном взаимодействии (партон-партоном в нашем случае), а не импульсы, связанные с размерами ядра ($p_i \sim 1/R_A \propto A^{-1/3}$) и характеризующие, например, ширину дифракционного конуса в упругих соударениях или процессах дифракционной диссоциации на ядре.

каждую степень малой константы связи α_s логарифм энергии

$$\ln \frac{1}{x} = \ln \frac{2mE}{q^2},$$

т. е. вклады вида

$$\sum_n C_n \left(\alpha_s \ln \frac{1}{x} \right)^n.$$

Первое слагаемое правой части соотношения (25) отвечает излучению нового глюона, а второе — реджезации t -канального глюона, осуществляющего обмен, т. е. испусканию виртуального глюона типа рис. 9, б ($N_c = 3$ — число цветов). Множитель $1 - (\alpha_s \varphi / \varphi_0)$ учитывает взаимодействие между партонами, т. е. перераспределение глюонов и их взаимное экранирование.

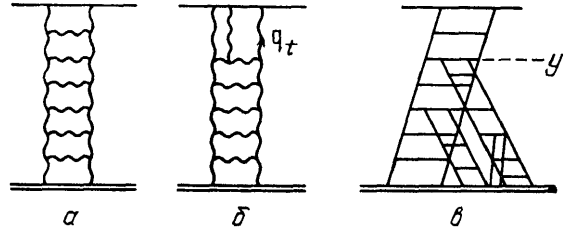


Рис. 9

Слагаемое $\alpha_s \varphi / \varphi_0$ генерирует в процессе итераций уравнения (25) совокупность веерных полуусиленных диаграмм вида рис. 9, б. Численное значение $\varphi_0 = \text{const}$ определяется величиной эффективной трехлестничной вершины G_{3P} , вычисленной в приближении ГЛП_Е в работах [99, 100]. Физический смысл множителя $1 - (\alpha_s \varphi / \varphi_0)$ состоит в том, что в области, где плотность вероятности взаимодействия партонов уже велика ($\varphi \sim \varphi_0 / \alpha_s$), включение нового канала реакции — излучение нового глюона — не увеличивает общей вероятности соударения, а лишь перераспределяет ее между различными подпроцессами.

Наконец, обсудим фактор $\exp [-(b - b')^2 q_t^2 / 4]$. Он введен, чтобы описать смещение глюона в плоскости прицельных параметров — диффузию в пространстве b_t . Строго говоря, в квантовой механике соотношение неопределенностей $\Delta q \Delta x \sim \hbar$ не позволяет одновременно вводить и импульс q_t , и координату b_t . Но большое число мягких партонов в задаче $N \propto \exp [K \alpha_s \ln (1/x)]$ дает возможность с квазиклассической точностью употребить оба эти понятия (q_t и b_t), поскольку для средних значений в ансамбле соотношение неопределенностей принимает вид $\Delta \bar{q} \Delta \bar{x} \sim \hbar / N$ *). В силу квазиклассичности координаты b_t для вероятности партона в поперечной плоскости выбран закон Гаусса — $\exp (-\Delta b_t^2 q_t^2 / 4)$.

Если пренебречь множителем $1 - (\alpha_s \varphi / \varphi_0)$ (т. е. работать в области $\varphi \ll \varphi_0$) и проинтегрировать по прицельному параметру b_t ($\int \exp [-(b -$

*) Другим аргументом в пользу одновременного введения координат q_t и b_t является то, что в процессе итераций уравнения (24) мягкий партон (глюон) приобретает свои значения координаты и поперечного импульса на различных этапах развития (в разные моменты «времени» $it = y$). Смещение в плоскости прицельных параметров осуществляется в тех ячейках лестницы, где переданный поперечный импульс q'_i мал (так как $\Delta b_t \propto 1/q'_i$), а окончательная величина q_t набирается за счет ячеек (итераций) с большими q'_i . Таким образом, после интегрирования по импульсам промежуточных глюонов (в инклюзивной постановке задачи) координаты q_t и b_t оказываются не связанными между собой.

— $b')^2 q'^2/4] d^2 b' q'^2/4\pi = 1$), то для $\bar{\varphi}(q) = \int \varphi(q, b) d^2 b$ мы получим хорошо известное ГЛП_Е уравнение Липатова — Кураева — Фаина [28]

$$\frac{\partial \bar{\varphi}(x, q)}{\partial \ln(1/x)} = \int K(q, q') \bar{\varphi}(x, q') N_c \alpha_s(q') dq'^2/\pi. \quad (26)$$

Уравнение (24) отражает сразу две диффузии. Во-первых, диффузию в поперечной плоскости b_t , а во-вторых — в пространстве логарифмов поперечного импульса — $\ln q_t$. Действительно, интеграл по q' сходится на значениях $q' \sim q$. Для функции $\varphi_t \propto q^{2(f-1)}$

$$\int K(q, q') \varphi_t(q') dq'^2 = \chi(f) \varphi_t(q),$$

где собственное значение

$$\chi(f) = 2\Psi(1) - \Psi(f) - \Psi(1-f); \quad (27)$$

$\Psi(f) = d \ln \Gamma(f)/df$, $\Gamma(f)$ — гамма-функция Эйлера. В случае $\varphi \propto (q'^2)^{-1/2}$, что отвечает экстремуму функции χ , существенные $\ln q$ отличаются от $\ln q$ на ± 1 и в ходе итераций уравнений (24) или (26) возникает своеобразная диффузия в пространстве $\ln q_t$ [28]. Асимптотически при $s \rightarrow \infty$ среднее число шагов такой диффузии (линейного уравнения (26)) $n = 4N_c \alpha_s (\ln 2/\pi) \ln s$, а ширина распределения по $\ln q_t^2$ равна $\Delta = 14 \zeta(3)n/\ln 2$

$$\bar{\varphi} \propto \exp \left[\frac{4N_c \alpha_s \ln 2}{\pi} \ln s - \frac{\ln^2(q_t^2/Q_0^2)}{\Delta} \right], \quad (28)$$

где дзета-функция Римана $\zeta(3) = 1,202$.

5.2. Партоновая волновая функция быстрого адрона. При небольших энергиях вероятность взаимодействия с партоном, несущим долю импульса $x \sim 1$ (т. е. $\ln(1/x) \approx 0$), невелика ($\varphi \sim \alpha_s < \varphi_0$) и сосредоточена в ограниченной области пространства b_t . Характерные поперечные импульсы $\ln q_t \sim \ln Q_0$. По мере увеличения энергии ($\ln x^{-1}$) функция φ , согласно уравнению (24), монотонно растет из-за экспоненциального увеличения числа медленных глюонов $N \propto \exp[(\chi(N_c \alpha_s/\pi)) \ln x^{-1}]$, которые вследствие упомянутых выше двух диффузий распространяются по все более широкому интервалу поперечных импульсов ($\ln q_t^2/Q_0^2 \sim \Delta^{1/2}$, см. (28)) и прицельных параметров $b_t^2 \sim n \langle 4/q'^2 \rangle$. Причем диффузии в пространствах b_t и $\ln q_t$ протекают не одновременно, а скорее по очереди. Поскольку с увеличением $\ln(q_t/Q_0)$ скорость диффузии в поперечной плоскости $\Delta b_t \sim \sim 1/q_t$ резко падает, то на первых шагах (т. е. ячейках лестницы рис. 4), пока поперечные импульсы $q_t \sim Q_0$ еще сравнительно малы, главную роль играет диффузия в прицельных параметрах b_t . За это время ($\ln x^{-1}$) глюоны смещаются на расстоянии R вплоть до

$$R \approx \frac{n}{Q_0} = \frac{\chi N_c \alpha_s}{\pi Q_0} \ln \frac{1}{x} = a \ln \frac{1}{x}, \quad (29)$$

после чего вступает в игру диффузия в пространстве $\ln q_t$. Средний поперечный импульс растет и дальнейшее развитие данной ветви глюонного каскада происходит уже практически в фиксированной точке b_t . Любопытно, что описанная здесь картина результативно очень близка к работам группы Амати [101, 102], в которых изучалось поведение амплитуды упругого рассеяния на языке реджеонной теории поля [13] в ситуации, когда интерсепт затравочного померона $\alpha(0) = 1 + \Delta > 1$. В их ответе также были важны квазиклассическая асимптотика и суммирование полуусиленных диаграмм [101], а окончательное решение имело вид θ -функции $f(b, s) = i\theta(R(s) - b)$; $R = a \ln s$. На каждом этапе взаимодействия померонов, т. е. на интервале $dy \propto 1/\Delta = 1/\alpha(0) - 1$, радиус диска $R(s)$ растет за счет испускания

новых померонов с внешней стороны диска. А затем плотность партонов в этой точке b_t растет (диск чернеет) из-за высокого интерсепта померона $\alpha(0) > 1$.

Еще более глубокая аналогия может быть прослежена с теорией тяжелого померона [103], где каждый отдельный затравочный померон жестко фиксируется в заданной точке плоскости b_t так, как будто он устроен из частиц с очень большими поперечными импульсами.

Однако в работах [101–103] не использовалось такое полезное свойство хромодинамики, как асимптотическая свобода частиц с большими q_t , и поэтому авторы могли обсуждать лишь ограниченный круг вопросов, решая задачу о самосогласовании и заранее постулируя энергетическое поведение амплитуд обмена затравочным помероном.

Увеличение функции φ замедляется, когда она достигает значения $\varphi \geq \varphi_0$, и окончательно прекращается при $\varphi = \varphi_{\max} = \varphi_0/\alpha_s(q_t)$. Если значение $\varphi > \varphi_{\max}$, то из-за фактора $1 - (\alpha_s\varphi/\varphi_0)$ производная $\partial\varphi/\partial \ln x^{-1}$ сменит знак и величина φ , согласно уравнению (24), начнет уменьшаться, снова приближаясь к φ_{\max} . Как показывает детальный анализ [104], при заданной скорости медленного глюона $y = \ln x^{-1}$ функция φ достигает значения φ_0 в точках с координатами $b_t \leq R(y) = ay$ и

$$\frac{1}{\Lambda} \ln q_t = \frac{1}{\Lambda} \ln q_0(b_t, y) = 1,78 \left(y - \frac{b_t}{a} \right)^{1/2}. \quad (30)$$

Это означает, что в партонной волновой функции быстрого адрона с вероятностью порядка 1 встречаются мягкие глюоны с поперечными импульсами вплоть до $q_0(b_t, y)$ на расстояниях $b_t < ay$ от центра налетающего адрона. На больших расстояниях b_t или в области больших $q_t > q_0(b_t, y)$ вероятность взаимодействия с соответствующим партоном мала.

Таким образом, с партонной точки зрения быстрый адрон представляет собой почти черный диск радиусом $R = ay$. Чернота внутри диска растет за счет увеличения плотности глюонов с большими q_t ($\ln q_t/\Lambda \approx \ln q_0/\Lambda \sim \sim 1,78 y^{1/2}$), а его радиус — за счет глюонов с $q_t \sim Q_0 \sim \text{const}$. Тем самым воспроизводится уже упоминавшееся выше явление, которое сейчас получило название BEL-эффекта.

Следует оговориться, что уравнение (24) справедливо (его можно обосновать в рамках ГЛП КХД) и является параметрически (по константе $\alpha_s \ll 1$) точным только на краях диска, при $b_t > ay$, либо при $q_t > q_0(b_t, y)$, где плотность глюонов еще мала ($\varphi \ll \varphi_{\max}$). Здесь действительно доминируют только лестничные графики и полуусиленные ветвления [99] на рис. 9. В области меньших $q_t < q_0(b_t, y)$ вероятность различных перерассеяний глюонов весьма велика, тут необходимо учитывать всевозможные усиленные многолестничные диаграммы и решить эту задачу точно пока не удастся.

Уравнение (24) в центральной области $q_t < q_0(b_t, y)$ можно рассматривать лишь как упрощенную модель. Достоинствами модели являются: 1) ее непосредственная сшивка с областью больших $q_t \gg q_0$ (где хорошо проверена справедливость теории возмущений КХД) или больших прицельных параметров $b_t > ay$ (где плотность партонов мала);

2) то, что решение уравнения (24) нигде не нарушает по крайней мере двухчастичного условия унитарности (19).

Приведем еще один аргумент в пользу того, что в районе численно больших поперечных импульсов q ($m \ll q_t < q_0(b_t, y)$), вероятность взаимодействия $\varphi(x, q_t, b_t)$ практически постоянна, точнее, $\varphi = \varphi_{\max}$.

Рост вероятности взаимодействия φ обусловлен тем, что с повышением энергии любой партон может излучить еще один новый более медленный глюон и общая множественность мягких глюонов увеличивается (без учета экранирования) по закону $dN = N\alpha_s N_c (\chi/\pi) d \ln x^{-1}$.

В интересующей нас области константа связи $\alpha_s \ll 1$, но ею нельзя пренебречь, так как ее малость компенсируется большой величиной кинематиче-

ски доступного фазового объема $d \ln(1/x)$. В главном логарифмическом приближении характерным параметром становится произведение $\alpha_s \ln(1/x)$, которое уже не мало. С точки зрения пространственно-временной картины большой логарифм возникает в результате интегрирования по времени испускания нового глюона τ [105], которое в силу соотношения неопределенности имеет масштаб $\tau_i \sim 2E_i/q_t^2$ и может меняться от конечной величины $\tau_n \sim 1/\mu$ до времени жизни партона-родителя $\tau_b \sim 2E/q^2$. Таким образом, с логарифмической точностью

$$\ln \frac{1}{x} = \int_{\tau_n}^{\tau_b} \frac{d\tau}{\tau} = \ln \frac{2mE}{q^2}. \quad (31)$$

Но для получения логарифмического интеграла (31) необходимо, чтобы глюон излучался когерентно в течение всего времени вплоть до τ_b . Если на этом промежутке произойдут одно или несколько соударений начального партона-родителя с другими партонами волновой функции исходного адрона (например, путем простейшего одноглюонного обмена на рис. 1, а), то условие когерентного излучения нарушается (глюон сменит свой цвет) и в качестве верхнего предела логарифмического интеграла (31) придется подставить типичное время свободного пробега τ_n . В области относительно малых $q_t < q_0$ (b, y) плотность партонов велика, и уже при быстроте y' (такой, что наш поперечный импульс $q_t^2 = q_0^2(b_t, y')/\alpha_s$) глюон за время своей жизни $\tau_n(y') \approx \tau_n e^{y'}$, испытывает в среднем не менее одного соударения. Время $\tau_b(y')$ и характеризует типичную длину свободного пробега $\tau_n \approx \tau_b(y') = \tau_n e^{y'}$, которая является, в свою очередь, верхним пределом логарифмического интеграла (31). Дальнейшее увеличение интервала быстрот уже не приводит к логарифмически сильному когерентному излучению новых глюонов и плотность партонов, т. е. функция $\phi(x, q, b)$ при дальнейшем уменьшении доли импульса x остается практически постоянной, равной значению функции $\phi(x', q_t, b_t) = \phi_{\max}(q_t)$ в точке x' , где величина $q_0^2(x', b_t) = \alpha_s q_t^2$ (слабые нелогарифмические поправки $\sim \alpha_s < 1$ в рамках метода ГЛП считаются пренебрежимо малыми).

5.3. Скорость роста радиуса взаимодействия. Обсудим еще один вопрос. На периферии диска $b_t = ay$, где сосредоточены глюоны с не очень большими $q_t \approx Q_0$, диффузия в пространстве $\ln q_t$, вообще говоря, могла бы идти в обе стороны, приводя как к увеличению, так и к уменьшению поперечного импульса глюона. Диффузия в сторону очень малых q_t должна быть ограничена. Такое ограничение (амплитуды излучения глюонов с малыми q_t) осуществляет, во-первых, механизм конфайнмента, а во-вторых, (и, по-видимому, гораздо раньше) малые q_t подавляются в процессе перераспределения партонов. Сталкиваясь с одним из партонов, имеющих виртуальность и поперечный импульс $q^2 \sim q_0^2(y, b)$, глюон с меньшим импульсом $q_t < q_0$ приобретает дополнительный переданный импульс $\Delta q_t \sim \sim q_0$, а так как вероятность взаимодействия с такими партонами $q \sim q_0$ порядка 1, то подавляющее большинство глюонов сосредоточиваются в районе импульсов $q_t \sim q_0(y, b)$. Действительно, частиц с большими импульсами $q_t \gg q_0(y, b_t)$ в решении уравнения (24) мало, а частицы с меньшими $q_t \ll q_0$ набирают $q_t \sim q_0$ после первого же перераспределения *). В дальнейшем

*) К сожалению, этот факт (увеличение q_t в результате перераспределения) не записан в упрощенном уравнении (24) и ограничение на область интегрирования со стороны малых q_t приходится вводить руками (см. ниже (32)), т. е., решая уравнение (24), необходимо поставить дополнительное граничное условие типа $\phi(x, q) \rightarrow 0$, при некотором фиксированном, численно большом $q \rightarrow Q_0$, и рассматривать уравнение (24) только при

будет удобно воспользоваться следующей параметризацией импульса q_0 :

$$q_0^2(x, b_t) = Q_0^2 + \Lambda^2 \exp(3,56 \bar{y}^{1/2}), \quad (32)$$

где $\bar{y} = \ln(1/3 x) - (b_t/a)$.

Строго говоря, в ГЛП можно претендовать только на главное экспоненциальное слагаемое $\ln q_0^2 = 3,56 [\ln(1/x)]^{1/2}$, где коэффициент 3,56 вычислен для случая, когда $N_c = 3$, а число сортов легких кварков с массой $m_q \ll q_0$ равно $n_F = 3$. Предасимптотические слагаемые Q_0^2 и коэффициент $1/3$ дописаны в выражении (32) произвольно. Замена $\ln(1/x)$ на $\ln(1/3 x)$ отражает тот факт, что импульс мягкого глюона естественно относить не к импульсу налетающего нуклона p_N , а к импульсу валентного кварка p ($\langle p \rangle \approx p_N/3$), а начальное слагаемое Q_0^2 характеризует средние поперечные импульсы тех глюонов (в волновой функции адрона), для которых плотность вероятности взаимодействия φ уже не слишком мала; приближается к значению $\varphi = \varphi_0$. Поскольку такие значения функции φ (почернение диска) достигаются лишь для достаточно мягких глюонов после нескольких шагов диффузии в пространстве $h(q_i^*)$, увеличивающей существенные q_t , то значение Q_0 будет в несколько раз превышать затравочный поперечный импульс q_{in} валентных кварков в адроне, и, приняв $q_{in} = 300$ МэВ, следует ожидать $Q_0 \approx 5q_{in} \approx 1,5$ ГэВ [104]. Конечно, это лишь ориентировочная оценка. Использовать первые графики теории возмущений КХД для точных расчетов нельзя и в рамках метода ГЛП константу Q_0 следует рассматривать как независимый подгоночный параметр. Обработывая данные по рождению адронов с большими поперечными импульсами $p_t \sim 2-10$ ГэВ при энергии коллайдера $\text{Sp}\bar{\text{p}}\text{S } Ns^{1/2} = 540$ ГэВ, мы получили для Q_0 значение $Q_0 = 1,4$ ГэВ, весьма близкое к первоначальной оценке. Принято считать, что импульсы $q_t \sim Q_0 \sim 1,5$ ГэВ достаточно велики, чтобы вести рассуждения на языке кварков и глюонов и вычислять сечения исходя из лагранжиана КХД. Подставляя величину $Q_0 = 1,4$ ГэВ, определяющую минимальное значение импульса $q_0(y, b_t)$, в формулу (29), описывающую, согласно уравнению (24), увеличение радиуса взаимодействия $R = ay$ с энергией, получим для коэффициента a :

$$a = 0,40 \text{ ГэВ}^{-1}.$$

Наблюдаемый на опыте рост радиуса взаимодействия отвечает коэффициенту [18] $a = 0,42 \text{ ГэВ}^{-1}$. Достигнутое согласие с экспериментом следует считать слишком хорошим для нашей весьма упрощенной картины.

6. Множественное образование вторичных адронов.

6.1. И н к л ю з и в н ы е с п е к т р ы . Чтобы продемонстрировать, что описанная выше картина правильно воспроизводит динамику взаимодействия быстрых адронов и отражает основные причины роста полных сечений,

$q > \bar{Q}_0$ ($\alpha_s(\bar{Q}_0) < 1$), где механизм конфайнмента еще не существен. Условия

$$\varphi \rightarrow 0$$

или

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial q^2} \right|_{q=\bar{Q}_0} \rightarrow 0$$

гарантируют отсутствие потока новых партонов из области малых $q_t < \bar{Q}_0$ (где может проявляться влияние конфайнмента) и практически не влияют на вид решения в области $q_t \geq q_0(x)$ при $q_0(x, b_t) \gg \bar{Q}_0$. Из конкретных оценок в теории возмущений КХД среднее число шагов диффузии в глюонном каскаде, на котором достигается $\varphi = \varphi_0$, равно $\langle n \rangle \approx 1,7$. За время этой диффузии поперечный импульс увеличивается в 5 раз: $Q_0 \approx 5q_{in}$.

рассмотрим инклюзивные спектры вторичных частиц. В первую очередь отметим, что основным источником адронов в данной схеме служит фрагментация глюонных струй с $q_t \sim q_0$. Для энергий коллайдера SppS в центральной области ($\eta = 0$), $s^{1/2} = 540$ ГэВ $q_0 = 2,5$ ГэВ, для УНК ($s^{1/2} = 6$ ТэВ) $q_0 = 4,5$ ГэВ, а для суперколлайдера SSC ($s^{1/2} = 40$ ТэВ) $q_0 = 7$ ГэВ. Именно образование глюонных струй с $q_t \sim q_0$ и является главной причиной роста полных сечений (почернения центральной части диска и увеличения радиуса взаимодействия за счет глюонов с $q_t \sim q_0$ ($y, b_t \approx ay$) $\approx Q_0$ на краях диска). Струи с поперечными импульсами $q_t \gtrsim 5$ ГэВ сейчас называют министруями. Сечение их образования весьма велико. На опыте уже при энергии $s^{1/2} = 900$ ГэВ около 40% событий содержат хотя бы одну струю с $q_{tj} \gtrsim 5$ ГэВ в интервале псевдобыстрот $|\eta| < 3$ ($\eta = -\ln \text{tg}(\theta/2)$).

Инклюзивное сечение [19] $d^2\sigma^j/d\eta dq_t = 0,4 \pm 0,15$ мбн/ГэВ (при $\eta = 0$, $q_t = 5$ ГэВ, $s^{1/2} = 0,54$ ТэВ, хорошо совпадает с предсказываемой величиной $d^2\sigma^j/d\eta dq_t = 0,55$ мбн/ГэВ.

Подчеркнем, что кластер (группа частиц с большим суммарным q_t), который выделяется на опыте и называется струей, не всегда совпадает со струей адронов, образовавшихся при фрагментации отдельного глюона или кварка. С большой вероятностью может оказаться, что к группе частиц, называемой струей, добавлены один или несколько чужих пионов, рожденных во фрагментации соседних глюонов, либо, наоборот, пропущены сравнительно медленные частицы (с $q_t \ll q_0$) своей струи. Более того, флуктуации в распределениях по множественности и импульсам адронов в мягких соударениях также могут имитировать струйные события. В работе [106], например, утверждается, что за счет флуктуации удастся описать все министруи, в частности, данные группы UA2. Но при этом используются феноменологические (взятые из того же эксперимента) распределения по множественности, в которых уже проявился факт образования мини-струй. В более широкой кинематике опыта UA1, даже используя в алгоритме моделирования экспериментальные двухчастичные корреляции и распределения по множественности вторичных адронов, объяснить все министруи флуктуациями не удастся. Алгоритм воспроизводит около 70–80 % струй с $q_{tj} = 5$ ГэВ и менее 35% струй с $q_{tj} = 10$ ГэВ [107], хотя очевидно, что, идя по такому пути и учитывая все более сложные, измеряемые на опыте корреляции, мы, в конце концов, выстроим настоящую струю адронов, лишь называя ее «флуктуацией» в мягком процессе. Справедливости ради заметим, что основной вывод работы [106] сформулирован более аккуратно: «наблюдаемые на опыте министруи нельзя рассматривать как экспериментальное указание на существование новой компоненты в неупругих адрон-адронных соударениях.» С таким выводом мы полностью согласны. С нашей точки зрения, основным источником вторичных адронов в обычных «мягких» событиях как раз и являются мини-струи с $q_t \sim q_0$. Но так как на опыте однозначно выделить мини-струю с малым q_t практически невозможно (по оценкам группы UA1 при их методике выделения мини-струй около 18 % струй с $q_{ij} = 5$ ГэВ обусловлено случайными флуктуациями [107]), для более точной фиксации параметров и более прямого сравнения с опытом лучше перейти к описанию спектров отдельных адронов, образовавшихся в результате распада этих мини-струй. Здесь нам придется использовать структурные функции $\bar{D}_c(z)$, описывающие фрагментацию глюонной струи в адрон c , уносящий долю импульса струи $q_c/q_j = z$. Для струи с не очень большими q_{tj} достаточно взять простейшую феноменологическую функцию $\bar{D}_c(z) = (1 - z)^2/z$. В случае больших q_{ij} необходимо еще учитывать испускание дополнительных глюонов (и кварков) в ходе обычной эволюции в рамках ГЛП во $\ln q_{tj}^2$ [79, 80] и соблюдать условия угловой упорядоченности, возникающие (в рамках ГЛП) из-за интерференции когерентно излучаемых глюонов [106–108]. Используя формулы, приведенные в обзоре [99], и выражение для $q_0(x)$, усредненное по прицельным

параметрам b_i (ср. с формулой (32)),

$$q_0^2(x) = Q_0^2 + \Lambda^2 \exp \left[3,56 \left(\ln \frac{1}{3x} \right)^{1/2} \right], \quad (33)$$

удалось описать экспериментальные данные по сечениям $d\sigma/dq_t^2$ и $d\sigma/d\eta$ в широком диапазоне энергий $s^{1/2}$ от 50 до 900 ГэВ и поперечных импульсов, предполагая, что все вторичные адроны (даже с малыми $q_t \sim 300$ МэВ) образуются исключительно в результате фрагментации глюонных струй [109]. Соответствующие кривые приведены на рис. 10.

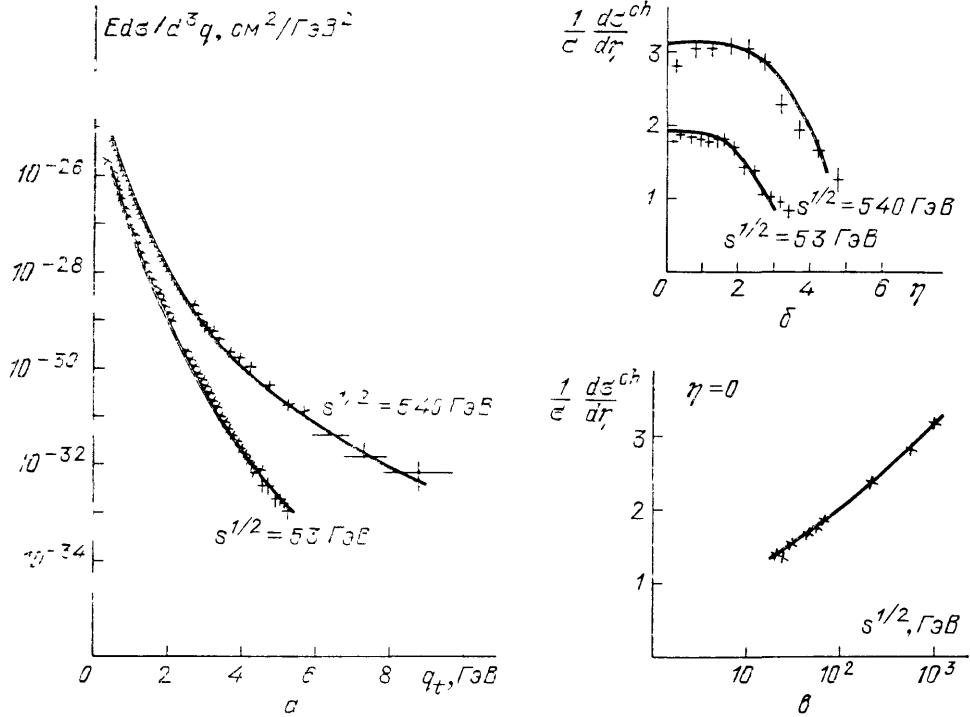


Рис. 10. Инклюзивное сечение образования вторичных адронов в зависимости от поперечного импульса (при $y = 0$) (а), быстроты (б) и начальной энергии ($y = 0$) (в). Данные взяты из работ [110—112]

При построении кривых на рис. 10 подбирались лишь два подгоночных параметра (которые не фиксируются в рамках метода ГЛП). Величина $Q_0^2 = 2 \text{ ГэВ}^2$ определяет начальную виртуальность партонов, масштаб сечения $\sigma \propto 1/Q_0^2$ и одновременно скорость роста сечения с энергией — как полного (коэффициента a в формуле $R = ay$ (29), $\sigma_t \rightarrow 2\pi R^2$), так и инклюзивного $d\sigma/d\eta$, представленного на рис. 10, б.

Второй параметр Λ фиксирует масштаб по оси q_t и величину константы связи $\alpha_s(q^2) = 4\pi/b \ln(q^2/\Lambda^2)$. Полученное значение $\Lambda = 52 \text{ МэВ}$ эквивалентно тому, что константа α_s была бы взята из работы [113] $\alpha_s = 0,16 \pm \pm 0,01$ при $q^2 = 22,5 \text{ ГэВ}^2$.

Интересно, что с ростом множественности N в данном событии растет и средний поперечный импульс вторичных частиц. Действительно, увеличение N достигается либо: а) за счет более частого испускания глюонов, т. е. увеличения числа шагов диффузии n , на интервале быстрот y , при этом сразу получаем большие q_t , поскольку $\langle \ln^2 q_t \rangle \propto n$; либо б) за счет образования сразу нескольких ветвей каскада (диаграммы, отвечающие на языке реджеонной диаграммной техники ветвлениям вида рис. 11). Но в графиках рис. 11 возникают дополнительные логарифмические интегрирования по поперечным импульсам Q_i , передаваемым по отдельным реджеонам (лестницам), и своя

диффузия в пространстве $\ln Q_t$. А так как импульс Q_t играет для своей гребенки роль начальной виртуальности Q_0 , то с ростом числа гребенок m средние q_i вторичных частиц становятся все больше [109] (рис. 12). Распределения по числу заряженных частиц в настоящей картине также хорошо описываются (рис. 13), но при этом приходится использовать еще один параметр $g = 0,37$, характеризующий вероятность образования лишней ветви каскада $p_m \propto g^m$.

Отметим, что все три фитируемых параметра (Q_0 , Λ и g) принимают очень разумные, естественные значения и в пределах 20–30%-ной точности совпадают с оценками, следующими из вычислений в низших порядках теории возмущений КХД.

Хотя все наши расчеты не имели ничего общего с термодинамикой по своим внешним проявлениям, рассматриваемая картина очень напоминает кварк-глюонную плазму (КГП). Плотность энергии в единице объема ϵ быстро растет $\epsilon \propto q_0^3/\tau_0 \propto \exp [3,8 (\ln s)^{1/2}]$ и уже при энергии коллайдера Sp̄pS $s^{1/2} = 0,54$ ТэВ достигает $\epsilon \approx 33$ ГэВ/фм³, соответственно увеличивается и эффективная температура (средняя кинетическая энергия поперечного движения глюонов), достигая ~ 1 ГэВ при $s^{1/2} = 1$ ТэВ. При столь высоких

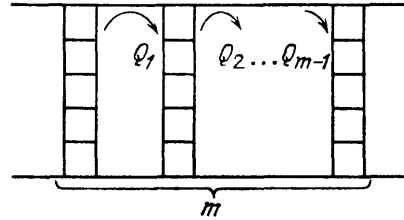
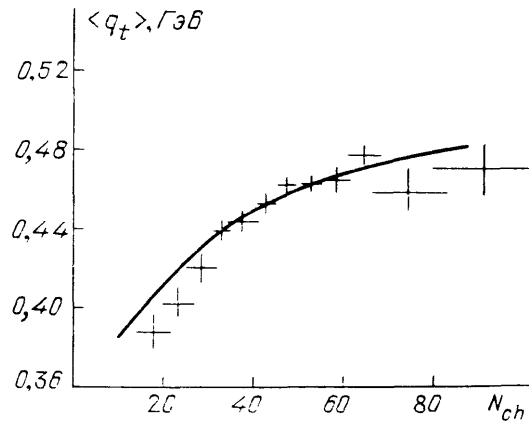


Рис. 11

Рис. 12. Зависимость среднего поперечного импульса от множественности заряженных адронов в событии. Кривая — расчет, учитывающий диффузию в пространстве $\ln Q_t$. Данные взяты из работы [114]; $s^{1/2} = 540$ ГэВ



«температурах» увеличиваются относительные выходы тяжелых частиц (странный, чарм), а из-за большого числа соударений между партонами с импульсами $q_t < q_0$ возникает нечто близкое к равновесному распределению в поперечном пространстве. Но в целом система остается неравновесной. Во-первых, частицы с $q_t > q_0$ имеют слишком малое сечение взаимодействия и свободно вылетают из системы, образуя струи адронов со степенными «хвостами» — импульсные распределения $d\sigma/dq_t^2 \propto q_t^{-4}$ (при $q_t \gg q_0$). Во-вторых, нет никаких причин и просто не хватает времени для установления равновесия по продольным импульсам. Тем не менее характерные для данной схемы сильные флуктуации по множественности (числу гребенок m) и поперечным импульсам (из-за диффузии в $\ln q_t$) существенно затрудняют возможность выделения КГП; событие, которое мы собираемся отнести к проявлениям КГП, может оказаться флуктуацией в обычных процессах множественного рождения. Даже рост среднего $\langle q_t \rangle$ с множественностью, который часто рассматривают как указание на фазовый переход в состояние КГП, в этой схеме имеет другое, вполне очевидное объяснение.

6.2. Д и ф р а к ц и о н н а я д и с с о ц и а ц и я. Основной вклад в сечения диссоциации дают соударения с большими прицельными параметра-

ми $b_t \gtrsim R$ (у) [31, 32, 81]. Только там (где плотность партонов мала) есть достаточно большая вероятность провзаимодействовать настолько осторожно, чтобы не разрушить полностью волновую функцию начального быстрого адрона. Соответственно сечение σ^D пропорционально площади края диска $\sigma^D \propto \pi R/m_\pi \propto \ln s$ и растет с энергией как первая степень логарифма.

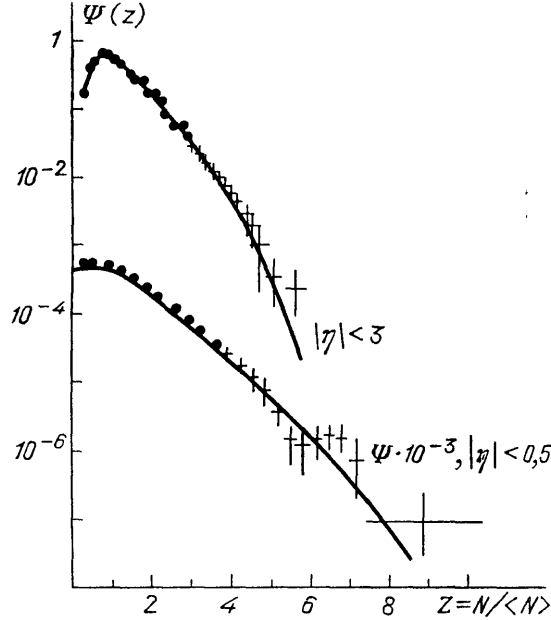


Рис. 13. Распределения по множественности заряженных адронов. Данные взяты из работы [115]; $s^{1/2} = 540$ ГэВ.
 $\sigma_N = \sigma_{in} \Psi(z) / \langle N \rangle$

Графически это утверждение проявляется в том, что вклад диаграммы вида рис. 14, а экранируется неусиленными диаграммами рис. 14, б, так что суммарный вклад $M_{a+b} = M_a (1 + if(b, s))$ стремится к нулю внутри

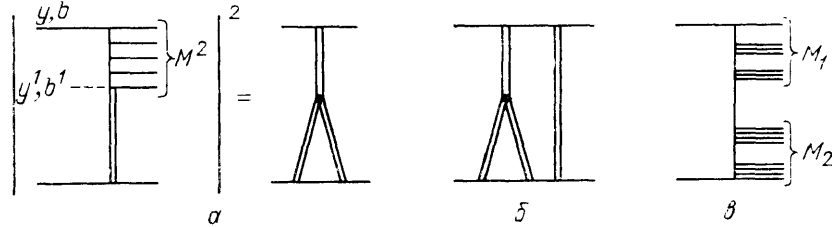


Рис. 14

черного диска, где $f \rightarrow i$. Подобное сокращение отсутствует только на краю диска, где $|f| < 1$.

Если сосчитать полное сечение диссоциации в предположении, что радиус взаимодействия R линейно растет как функция логарифма энергии $R = ay$, то, как уже отмечалось в разделе 1.7, 2), интеграл по массе вновь рожденного состояния M будет логарифмически расходиться:

$$\sigma^D = \int dM^2 d\frac{\sigma^D}{dM^2} = \int |1 + if(b, s)|^2 d^2bg \int |f(b', y')|^2 \times \\ \times \text{Im } f(b - b', y - y') d^2b' dy' \quad \left(dy' = \frac{dM^2}{M^2} \right), \quad (34)$$

подобно тому как это было для обычных трехпомеронных формул ($d\sigma^{3P}/dM^2 \propto G_{3P}/M^2$, $\sigma^{3P} \propto \ln M^2$), а вероятность диссоциации в точке b_t на краю диска окажется больше суммарной вероятности неупругих взаимодействий $G_{in}(b_t)$ в этой точке. Противоречие решается за счет учета нелинейной поправки (7)

в выражении для радиуса $R(y) = ay - \beta \ln y$ [30]. Здесь мы уже будем использовать самосогласованное значение $\beta = 1/m_\pi$. Тогда в существенной области $b \gg R(y)$, где функция $f(b, s)$ падает как $\exp[(R(y) - b)/2m_\pi]$, сечение

$$\frac{d\sigma}{dM^2} = \int \frac{d^2b}{M^2} |1 + if(b, s)|^2 g|f(b', y')|^2 \times \\ \times \operatorname{Im} f(b - b', y - y') d^2b' \propto \frac{2\pi R(y)' 2m_\pi}{M^2 \{y' [1 - (y'/y)]\}^{3/2}}$$

и интеграл по массам $dM^2/M^2 = dy'$ хорошо сходится. Сечение диссоциации $\sigma^D \propto \pi R(y)/m_\pi$ растет с энергией медленнее, чем полное или упругое сечения $\sigma_{e1} \rightarrow \sigma_t/2 \approx \pi R^2$, а отношение $\sigma^D/\sigma_{e1} \rightarrow 0$ при $s \rightarrow \infty$. Аналогичным образом сходятся и интегралы от дифференциальных сечений многореджеонных (многофруассаронных) процессов, основной вклад которых сосредоточен в области конечных масс M_1 и M_2 (см. рис. 14, в). Еще одно любопытное отличие от старой трехпомеронной феноменологии состоит в том, что если раньше инклюзивные распределения в системе M^2 , образованной путем дифракционной диссоциации, полностью повторяли распределения в обычных неупругих взаимодействиях при $s = M^2$, то теперь в диссоциации на фруассароне, где работает только край диска, поперечные импульсы вторичных частиц $q_t \sim q_0(b', y') \sim Q_0$ (так как $b' \gg R(y') \approx a \ln(1/x)$, см. (32)) не растут с увеличением массы M^2 , в то время как в неупругих процессах характерные импульсы глюонных мини-струй $q_t \sim q_0(b', y')$ (при $b' \ll R(y')$) увеличиваются по закону $\ln q_t \approx 1,26 (\ln s)^{1/2}$.

7. Заключение. Из всего изложенного можно сделать вывод, что теория возмущений КХД является хорошей основой для понимания механизма взаимодействия адронов высоких энергий, причем не только полных и дифракционных сечений, но и неупругих процессов — множественной генерации вторичных адронов. С увеличением энергии сечение $\sigma_t \propto \ln^2 s$ и радиус взаимодействия $R \propto \ln s$ максимально быстро растут. Рост радиуса взаимодействия обусловлен главным образом излучением глюона с $q_t \sim Q_0$ на периферии диска, а почернение, т. е. увеличение вероятности взаимодействия в данной точке $b_t < R$ связано с испусканием глюонных министруй с численно большими $q_t \sim q_0$. Соответственно характерные поперечные импульсы министруй в обычных неупругих процессах растут с энергией как $q_t \sim q_0 \propto \exp[1,26 (\ln s)^{1/2}]$, а множественность $N \propto q_0^2 \sim \exp[2,52 (\ln s)^{1/2}]$.

Перечисленные здесь качественные черты динамики взаимодействия быстрых адронов правильно отражают основные тенденции поведения современных экспериментальных данных. А успешное описание данных, даже в достаточно упрощенной модели, позволяет надеяться, что пропагандируемая здесь картина взаимодействия (по мере дальнейшего уточнения) будет верна не только качественно, но и количественно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Вакег М., Тер-Мартirosyan К. А. // Phys. Rep. 1976. V. 28. P. 1. Коллинз П. Введение в реджевскую теорию и физику высоких энергий — М.: Атомиздат, 1980.
- [2] Грибов В. Н., Мигдал А. А. // ЯФ. 1968. Т. 8. С. 1002, 1213.
- [3] Abarbanel H. D. I., Gribov V. N., Kancheli O. V. Preprint FNAL-THY-76.- August 1972.
- [4] Kaidalov A. B. // Phys. Rep. 1979. V. 50. P. 457.
- [5] Roy D. R., Roberts R. G. // Nucl. Phys. Ser. B. 1974. V/77. P. 240. Казаринов Ю. М. и др. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. С. 1152.
- [6] Азимов Я. И. и др. // Материалы IX Зимней школы ЛИЯФ. — Л.: ЛИЯФ АН СССР. 1974. Т. 2. С. 5.
- [7] Amati D., Fubini S., Stanghellini A. // Nuovo Cimento. 1962. V. 26. P. 896.
- [8] Фейнберг Е. Л., Чернавский Д. С. // УФН. 1964. Т. 82. С. 1.

9. Волков Е. М., Дремин И. М., Дунаевский А. М., Ройзен И. И., Чернавский Д. С.//ЯФ. 1973. Т. 17. С. 407.
10. Боресков К. Г., Кайдалов А. Б., Пономарев Л. А. Препринт ИТЭФ-950.— Москва, 1972.
- [11] Левин Е. М., Рыскин М. Г.//ЯФ. 1973. Т. 17. С. 388.
12. Грибов В. Н., Мигдал А. А.//ЖЭТФ. 1968. Т. 55. С. 1498.
13. Грибов В. Н.//ЖЭТФ. 1967. Т. 53. С. 654.
14. Абрамовский В. А., Грибов В. Н., Канчели О. В.//ЯФ. 1973. Т. 18. С. 595.
15. Abarbanel H. D. I., Bronzan J. B. et al.//Phys. Rep. 1975. V. 21C. P. 119.
16. Moshe M.//Ibidem. 1978. V. 37C. P. 255.
17. Chou T. T., Yang C. N.//Phys. Rev. 1968. V. 170. P. 1591; Phys. Lett. Ser. B. 1983. V. 128. P. 457.
18. Henzi K., Valin P.//Ibidem. 1985. V. 160. P. 167.
19. Ceradini F. Preprint CERN-EP/86—142.— Geneva, 1986.
20. Pancheri G., Srivastava Y. N. Preprint Harvard Univ. HUTP-86/A061.— Cambridge, 1986.
- [21] Грибов В. Н.//ЯФ. 1969. Т. 6. С. 940.
22. Рыскин М. Г.//Материалы VII Зимней школы ЛИЯФ. — Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1972.—Т. 1. С. 131.
23. Froissart M.//Phys. Rev. 1961. V. 123. P. 1053.
24. Мигдал А. А., Поляков А. М., Тер-Мартirosян К. А.//ЖЭТФ. 1974. Т. 67. С. 848, 2009.
Abarbanel H. D. I., Bronzan J. B.//Phys. Lett. Ser. B. 1974. V. 48. P. 345; Phys. Rev. Ser. D. 1974. V. 9. P. 2397.
25. Baig M., Bartels J., Dash J. W.//Nucl. Phys. Ser. B. 1984. V. 237. P. 502.
26. Dash J. N., Jones S. I.//Phys. Rev. Ser. D. 1986. V. 33. P. 1512.
27. Еремян Ш. С., Жамкочян В. М.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 1016.
28. Кураев Э. А., Липатов Л. Н., Фадин В. С.//ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 377.
29. Dubovikov M. S., Тер-Мартirosян К. А.//Nucl. Phys. Ser. B. 1977. V. 124. P. 163.
30. Левин Е. М., Рыскин М. Г. Препринт ЛИЯФ-370.—Ленинград, 1977.
Рыскин М. Г.//Препринт ЛИЯФ-1419.— Ленинград, 1988.
- [31] Cardy J. L. Nucl. Phys. Ser. B. 1974. V. 75. P. 413.
32. Marchesini G., Rabinovici E.//Ibidem. 1977. V. 120. P. 253.
33. Левин Е. М., Рыскин М. Г.//ЯФ. 1977. Т. 25. С. 849.
34. Тер-Мартirosян К. А.//ЖЭТФ. 1963. Т. 44. С. 341.
Вердиев И. А., Канчели О. В., Матинян С. Г., Попова А. М., Тер-Мартirosян К. А.//ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 1700.
35. Finkelstein J., Kajantie K.//Phys. Lett. Ser. B. 1968. V. 26. P. 305; Nuovo Cimento. Ser. A. 1968. V. 56. P. 659.
36. Горин Ю. П. и др.//ЯФ. 1971. Т. 14. С. 998.
37. Лендел А. И., Тер-Мартirosян К. А.//Письма ЖЭТФ. 1970. Т. 11. С. 70.
Боресков К. Г., Лapidус А. М., Сухоруков С. Т., Тер-Мартirosян К. А.//ЯФ. 1971. Т. 14. С. 814.
38. Amaldi V. et al.//Phys. Lett. 1973. V. 44. P. 118.
39. Carroll A. S. et al.//Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. P. 298.
40. Diddens A. N.//Proc. of the XVIIth Intern. Conference on High Energy Physics.— London, 1974.— P. 1.
- [41] Arnison G. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1983. V. 128. P. 336.
Bozzo M. et al.//Ibidem. 1984. V. 147. P. 392, 385.
42. Alner G. J. et al.//Zs. Phys. Kl. C. 1986. Bd 32. S. 153.
43. Hara T. et al.//Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 2058.
44. Baltrusaitis R. M. et al.//Ibidem. 1984. V. 52. P. 1380.
45. Hara T. et al.//Proc. of Intern. Symposium on Cosmic Rays and Particle Physics.— Tokyo, 1984.
Baltrusaitis R. M. et al.//Proc. of the 19th Intern. Cosmic Ray Conference. La Jolla, USA, 1985.— V. 6. P. 5.
46. Yodh G. B., Pal Y., Frelil J. S.//Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. P. 1005.
47. Barut A. O., Boukara S. Preprint IC/87/83.— Trieste, 1987.
48. Block M. M., Cahn R. N.//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 188. P. 143.
49. Chernev K. M. et al.//Ibidem. 1971. V. 36. P. 266.
Beznozhikh G. G. et al.//Ibidem. 1972. V. 39. P. 411.
50. Bartenev V. D. et al.//Phys. Rev. Lett. 1973. V. 39. P. 1088.
Fajardo L. A. et al.//Phys. Rev. Ser. D. 1981. V. 24. P. 46.
- [51] Amaldi V. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1977. V. 66. P. 390.
52. Baksay L. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1978. V. 141. P. 1.
53. Burg J. P. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1982. V. 109. P. 124.
54. Burg J. P. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1983. V. 217. P. 285.

55. Еремян Ш. С., Жамкочян В. М.//Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Сер. ТФЭ. 1986. Т. 3 (29). С. 3.
56. Korolovich B. Z., Nikolaev N. N., Potashnikova I. K. Preprint JINR-E2-86-125.- Dubna. 1986.
57. Bernard D. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 198. P. 583.
58. Дремин И. М.//УФН. 1988. Т. 155. С. 139.
59. Henyeu F. S., Hong Tuan B., Kane G. L.//Nucl. Phys. Ser. B. 1974. V. 70. P. 445.
- Agres S. et al.//Phys. Rev. Ser. D. 1976. V. 14. P. 3092.
60. Кайдалов А. Б.//ЯФ. 1972. Т. 16. С. 389.
- [61] Chou T. T., Yang C. N.//Phys. Rev. Ser. D. 1979. V. 19. P. 3268.
- Buras A. J., Dias de Deus J.//Nucl. Phys. Ser. B. 1974. V. 71. P. 481.
62. Kaidalov A. B.//Phys. Lett. Ser. B. 1982. V. 116. P. 459.
- Кайдалов А. Б., Тер-Мартirosян К. А.//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1545; Т. 40. С. 211.
- Кайдалов А. Б., Пискунова О. И.//ЯФ. 1985. Т. 41. С. 1879.
63. Capella A. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1979. V. 16. P. 68; Zs. Phys. Kl. G. 1980. Bd 3. S. 329; Phys. Rev. Ser. D. 1985. V. 32. P. 2933.
64. Kane G. L., Seille A.//Rev. Mod. Phys. 1976. V. 48. P. 309.
65. Rumpkin J., Kane G. L.//Phys. Rev. Ser. D. 1975. V. 11. P. 1183.
66. Соловьев Л. Д.//Письма ЖЭТФ. 1973. Т. 13. С. 455.
- Соловьев Л. Д., Шелкачев А. В.//ЯФ. 1985. Т. 42. С. 984.
67. Трошин С. М., Тюрин Н. Е.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 1008.
68. Jenkovszky L. L., Wall A. N.//Czech. J. Phys. Ser. B. 1976. V. 26. P. 447.
- Валл А. Н., Енковский Л. Л., Струминский Б. В. Препринт ИТФ-85-51 Р.— Киев, 1985.
69. Енковский Л. Л., Струминский Б. В., Шелковенко А. Н. Препринт ИТФ-86-105Р.— Киев, 1986.
70. Donnachie A., Landshoff P. V.//Phys. Lett. Ser. B. 1983. V. 123. P. 345; Nucl. Phys. Ser. B. 1984. V. 244. P. 322; 1986. V. 267. P. 690.
- [71] Gaeron P., Nicolescu B., Leader E.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 2656.
72. Bourelli G., Soffer J., Wu T. T.//Ibidem. P. 757.
73. Dash J. W., Jones S. T., Manesis E. K.//Phys. Rev. Ser. D. 1978. V. 18. P. 303.
- Dash J. W., Jones S. T.//Phys. Lett. Ser. B. 1985. V. 157. P. 229; Preprint UA HEP-869/CPT-87/PE.— Alabama, 1986.
74. Bohm A. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1974. V. 49. P. 491.
- Erhan S. et al.//Ibidem. 1985. V. 152. P. 131.
75. Bozzo M. et al.//Ibidem. V. 155. P. 197.
- Bernard D. et al.//Ibidem. 1986. V. 171. P. 142.
76. Герштейн С. С., Логунов А. А.//ЯФ. 1986. Т. 44. С. 1251.
77. Kane C. L., Yorn Reng Yo o//Nucl. Phys. Ser. B. 1978. V. 137. P. 313.
78. Киселев А. В., Петров В. А. Препринт ИТЭВ 85-180.— Серпухов, 1985.
79. Докшицер Ю. Л.//ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 1216.
80. Altarelli G., Parisi G.//Nucl. Phys. Ser. B. 1977. V. 126. P. 296.
- [81] Кайдалов А. Б., Пономарев Л. А., Тер-Мартirosян К. А.//ЯФ. 1986. Т. 44. С. 722.
82. Gaissert T. K., Tan C.-I.//Phys. Rev. Ser. D. 1973. V. 8. P. 3881.
- Sivers D., Hippe l F., von//Ibidem. V. 9. P. 830.
- Suzuki M.//Nucl. Phys. Ser. B. 1973. V. 64. P. 486.
- Korlik J.//Ibidem. 1974. V. 82. P. 93.
83. Герштейн С. С., Логунов А. А.//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1514.
84. Дремин И. М.//Физ. ЭЧАЯ. 1975. Т. 6. С. 60.
- Кайдалов А. Б.//Элементарные частицы. II школа физики ИТЭФ.— М., ИТЭФ, 1975.— Т. 3. С. 5
85. a) Kernan A., van Dalen G.//Phys. Rep. 1984. V. 106. P. 297.
- b) Weillhammer P.//Proc. of Intern. Symposium on Multiparticle Dynamics. Tashkent, 1987.— Singapore: World Scientific, 1988.— P. 711.
86. Cline D., Halzen F., Luthe J.//Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. P. 491.
- Ellis S. D., Kislinger M. B.//Phys. Rev. Ser. D. 1974. V. 9. P. 2027.
87. Halzen F.//Nucl. Phys. Ser. B. 1975. V. 92. P. 404.
- Gaissert T. K., Halzen F.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 1754.
88. Cohen-Tonnoudji G., Mantrach A., Navelet H., Peschanski R.//Phys. Rev. Ser. D. 1983. V. 28. P. 1628.
89. Navelet H., Peschanski R. Saclay Preprint SPHT-85-102.— Paris, 1985.
90. Tow D. W.//Phys. Rev. Ser. D. 1970. V. 2. P. 154.
- [91] Дремин И. М., Ройзен И. И., Чернавский Д. С.//УФН. 1970. Т. 101. С. 385.
92. Webber B.//Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27. P. 448.
93. Durand L., Hong Pi//Ibidem. 1987. V. 58. P. 303.

94. Kwiecinski J.//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 184. P. 386.
Capella A., Tran Thanh Van J., Kwiecinski J.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 2015.
95. Cheng H., Wu T. T.//Ibidem. 1970. V. 24. P. 1456; Phys. Rev. 1969. V. 182. P. 1852; Ser. D. 1970. V. 1. P. 2775.
96. Абрамовский В. А., Гедалин Э. В., Гурвич Е. Г., Канчели О. В. Неупругие взаимодействия при высоких энергиях и хромодинамика.— Тбилиси: Мецниереба, 1986.— С. 112.
97. Anselm A. A., Gribov V. N.//Phys. Lett. Ser. B. 1972. V. 40. P. 487.
98. Грибов Л. В. и др.//ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 2132.
99. Gribov L. V. et al.//Phys. Rep. 1983. V. 100. P. 1.
100. Грибов Л. В. и др.//ЯФ. 1982. Т. 35. С. 1278.
- [101] Amati D., Caneschi L., Jengo R.//Nucl. Phys. Ser. B. 1975. V. 101. P. 397.
Alessandrini V., Amati D., Jengo R.//Ibidem. 1976. V. 108. P. 425.
Jengo R.//Ibidem. P. 447.
102. Amati D., Le Bellac M., Marchesini G., Giaialoni M.//Ibidem. 1976. V. 112. P. 107.
Amati D., Le Bellac M., Marchesini G., Parisi G.//Ibidem. V. 114. P. 483.
103. Грибов В. Н.//Материалы X Зимней школы ЛИЯФ.— Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1975. Т. 1. С. 5.
104. Левин Е. М., Рыскин М. Г. Препринт ЛИЯФ-1316.— Ленинград, 1987.
105. Левин Е. М., Рыскин М. Г.//ЯФ. 1980. Т. 31. С. 445.
106. Meng T.-C.//[856].—P. 543.
107. Albajar C. et al.//CERN-UA1/DRAFT. August 11. 1987; Zs. Phys. Kl. C. 1987. S. 140.
108. Ермолаев Б. И., Фадин В. С.//Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 33. С. 285.
Фадин В. С.//ЯФ. 1983. Т. 37. С. 408.
Mueller A. H. Proc. of Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions.— Bonn, 1981; Phys. Lett. Ser. B. 1981. V. 104. P. 161.
Bassetto A., Ciafiloni M., Marchesini G., Mueller A. H.//Nucl. Phys. Ser. B. 1982. V. 207. P. 189.
Bassetto A., Ciafaloni M., Marchesini G.//Phys. Rep. 1983. V. 100. P. 201.
Азимов Я. И., Докшицер Ю. Л., Троян С. И., Хозе В. А.//Физика элементарных частиц: Материалы XX Зимней школы ЛИЯФ.— Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1985.— С. 82.
109. Рыскин М. Г.//ЯФ. 1988. Т. 47. С. 230.
110. Arnison G. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1982. V. 118. P. 167.
- [111] Alpgard K. et al.//Ibidem. 1981. V. 107. P. 310.
112. Rushbrook J. et al. Preprint CERN-EP/85—124.— Geneva, 1985.
113. Aubert J. J. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1986. V. 272. P. 58.
114. DiCiaccio A.//Proc. of the XVII Symp. on Multiparticle Dynamics.— Seewinkel, June 1986.
115. Alner G. J. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1985. V. 160. P. 193.